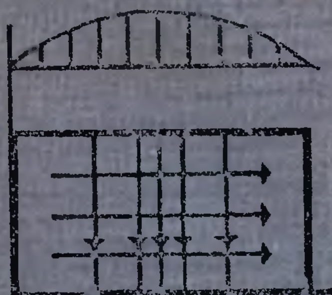
621.38
Л 33

1



И. В. ЛЕБЕДЕВ

ТЕХНИКА И ПРИБОРЫ СВЧ

Том I
Техника
сверхвысоких
частот



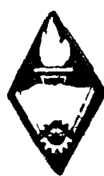
Издание второе,
переработанное
и дополненное

И·В·ЛЕБЕДЕВ

ТЕХНИКА И ПРИБОРЫ СВЧ

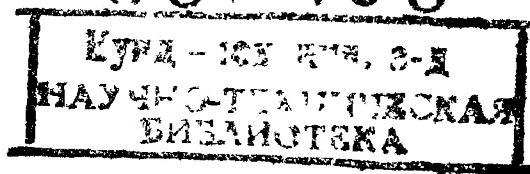
Под редакцией академика
Н. Д. Девяткова

Допущено
Министерством
высшего
и среднего
специального
образования СССР
в качестве
учебника
для студентов
вузов
по специальности
«Электронные
приборы»



ИЗДАТЕЛЬСТВО
«ВЫСШАЯ ШКОЛА»
МОСКВА
1970

097450



6П2.1.082
Л33
УДК 621.37

Лебедев И. В.

Л33 Техника и приборы СВЧ. Под ред. академика Н. Д. Девяткова. Учебник для студентов вузов по специальности «Электронные приборы», М., «Высш. школа», 1970.

440 стр. с илл. 1 л. вкл.

В книге рассматриваются волноводы, полые резонаторы, замедляющие системы и другие элементы техники сверхвысоких частот. Основное внимание уделено системам, находящим применение в современной электронике СВЧ.

Книга может быть полезна также студентам радиотехнических и политехнических вузов и инженерно-техническому персоналу промышленности и научно-исследовательских учреждений.

3—3—12
БЗ 34/19—69

6П2.1.08

Рецензент — кафедра радиопередающих устройств Киевского политехнического института

СОДЕРЖАНИЕ

Стр.

Предисловие к первому изданию 7
Предисловие ко второму изданию 8
Глава первая. **Введение** 9
§ 1.1. Особенности диапазона сверхвысоких частот 9
§ 1.2. Применение передающих линий и колебательных систем на сверхвысоких частотах 12
§ 1.3. Недостатки обычных передающих линий и колебательных контуров на повышенных частотах 13
§ 1.4. Понятия волновода и полого резонатора 15
Глава вторая. **Общие вопросы передающих линий СВЧ** . . . 20
§ 2.1. Исходные предпосылки 20
§ 2.2. Решение волнового уравнения для произвольной передающей линии 23
§ 2.3. Фазовая скорость и длина волны в передающих линиях СВЧ 26
§ 2.4. Дисперсия в передающих линиях СВЧ 31
§ 2.5. Свойства дисперсных волн 34
§ 2.6. Групповая скорость волн и скорость перемещения энергии 38
§ 2.7. Типы волн, распространяющихся по передающим линиям 41
§ 2.8. Концепция парциальных волн 44
§ 2.9. Выводы 47
Глава третья. **Волноводы прямоугольного сечения** 49
§ 3.1. Исходные соотношения 49
§ 3.2. Уравнения составляющих поля в прямоугольном волноводе при волнах типа ТМ 51
§ 3.3. Уравнения составляющих поля в прямоугольном волноводе при волнах типа ТЕ 55
§ 3.4. Структура поля в прямоугольном волноводе при волнах типа ТМ 58
§ 3.5. Структура поля в прямоугольном волноводе при волнах типа ТЕ 63
§ 3.6. Токи в стенках прямоугольного волновода 67
§ 3.7. Критическая длина волны и дисперсия волн в прямоугольном волноводе 73
Глава четвертая. **Волноводы круглого сечения** 78

§ 4.1. Уравнения поля в цилиндрической системе координат . . 78
§ 4.2. Волны типа ТМ в круглом волноводе 81
§ 4.3. Волны типа ТЕ в круглом волноводе 86
§ 4.4. Высшие типы волн в коаксиальной линии 89
Глава пятая. **Передача энергии по волноводам** 95
§ 5.1. Возбуждение волноводов 95
§ 5.2. Зависимость напряженности полей и плотности тока в стенках волновода от величины передаваемой мощности . 100
§ 5.3. Электрическая прочность волновода 102
§ 5.4. Потери в волноводах 106
§ 5.5. Волновод, заполненный изотропным диэлектриком . . . 117
§ 5.6. Выбор типа волны, формы и размеров сечения волновода 120
§ 5.7. Многоволновые волноводы 125
§ 5.8. Прочие типы передающих линий СВЧ 126
§ 5.9. Волновод в режиме отсечки (запредельный волновод) . . 132
Глава шестая. **Неоднородности в волноводах. Метод эквивалентных схем** 137
§ 6.1. Качественные предпосылки 137
§ 6.2. Характеристическое и эквивалентное сопротивления волновода 141
§ 6.3 Согласование, холостой ход и короткое замыкание волновода 149
§ 6.4. Диафрагмы в волноводе 151
§ 6.5. Резонансные окна 156
§ 6.6. Волноводные разветвления 163
§ 6.7. Применение волноводных тройников. Понятие об антенном переключателе 170
§ 6.8. Двойной волноводный тройник 174
§ 6.9. Прочие неоднородности в волноводе 176
Глава седьмая. **Стоячие волны и согласования** 181
§ 7.1. Коэффициент отражения и свойства стоячих волн . . . 181
§ 7.2. Коэффициент стоячей волны 186
§ 7.3. Круговая диаграмма полных сопротивлений и проводимостей передающих линий в полярной системе координат . 194
§ 7.4. Основные применения круговых диаграмм 201
§ 7.5. Согласование передающих линий сверхвысоких частот . 209
§ 7.6. Трансформаторы полных сопротивлений на СВЧ 216
§ 7.7. Прочие вопросы согласований 226
§ 7.8. Понятие о применении матриц при анализе и синтезе СВЧ цепей 230
Глава восьмая. **Элементы волноводной техники** 235
§ 8.1. Сочленение волноводов и коаксиальных линий 235
§ 8.2. Короткозамыкающие поршни в волноводных и коаксиальных линиях 240
§ 8.3. Согласованные нагрузки (поглотители). Калориметрический измеритель мощности 244
§ 8.4. Ослабители (аттенюаторы) 248
§ 8.5. Ферритовые невзаимные ослабители (вентили) 254

§ 8.6. Детекторные и термисторные головки. Понятие о термисторном мосте 262
§ 8.7. Измерительные линии 271
§ 8.8. Направленные ответвители 273
§ 8.9. Применение направленных ответвителей 281
§ 8.10. Волноводные мосты 285
§ 8.11. Ферритовые циркуляторы 290
§ 8.12. Прочая волноводная аппаратура 294
Глава девятая. **Полые резонаторы** 299
§ 9.1. Пути анализа полых резонаторов 299
§ 9.2. Нахождение параметров полых резонаторов с помощью теории поля 301
§ 9.3. Выражение добротности полого резонатора через его активную и реактивную проводимости 306
§ 9.4. Виды колебаний полых резонаторов 310
§ 9.5. Нагруженная и внешняя добротности резонатора 312
§ 9.6. Использование понятия добротности для анализа схем включения полых резонаторов 314
§ 9.7. Понятие об эхо-резонаторе 319
Глава десятая. **Основные типы и применение полых резонаторов** 322
§ 10.1. Краткий обзор типов полых резонаторов 322
§ 10.2. Резонаторы коаксиального типа 322
§ 10.3. Применение коаксиальных резонаторов в резонансных волномерах 332
§ 10.4. Призматические полые резонаторы 337
§ 10.5. Цилиндрические полые резонаторы 342
§ 10.6. Тороидальные резонаторы 349
§ 10.7. Прочие типы СВЧ резонаторов 353
§ 10.8. Связь полых резонаторов с нагрузками. Возбуждение резонаторов 357
§ 10.9. Понятие об измерениях параметров полых резонаторов . 360
§ 10.10. Выбор формы полого резонатора и вида колебаний . . 367
Глава одиннадцатая. **Замедляющие системы** 370
§ 11.1. Возможность создания передающих линий СВЧ с «медленными» электромагнитными волнами 370
§ 11.2. Общие свойства замедленных волн 373
§ 11.3. Характеристики и параметры замедляющих систем . . . 378
§ 11.4. Периодические замедляющие системы 385
§ 11.5. Спираль 395
§ 11.6. Замедляющая система типа гребенки 398
§ 11.7. Замедляющая система типа встречных штырей 402
§ 11.8. Прочие типы замедляющих систем 404
§ 11.9. Элементы конструкций замедляющих систем 407
§ 11.10. Понятие об измерении параметров замедляющих систем 410
Глава двенадцатая. **Заключение** 415
§ 12.1. Примеры применения техники сверхвысоких частот . . 415

§ 12.2. Перспективы развития передающих линий и колебательных и замедляющих систем сверхвысоких частот . . . 419
Приложение 1. Параметры некоторых стандартных высокочастотных кабелей 424
Приложение 2. Таблица перехода от децибелов к отношениям напряжений и мощностей 425
Приложение 3. Свойства некоторых проводников, используемых в технике сверхвысоких частот 425
Приложение 4. Свойства некоторых диэлектриков на сверхвысоких частотах (при 20—25° C) 426
Приложение 5. Стандартные волноводы прямоугольного сечения . . 427
Приложение 6. Матрицы рассеяния некоторых многополюсников, используемых в технике СВЧ 430
Литература 432
Алфавитный указатель 435

ПРЕДИСЛОВИЕ К ПЕРВОМУ ИЗДАНИЮ

Широкое применение электроники сверхвысоких частот в различных областях науки и техники, создание новейших радиоэлектронных устройств и электровакуумных приборов СВЧ определяют возрастающую потребность в хорошо подготовленных специалистах. Для успешной подготовки специалистов в области электроники СВЧ необходимо иметь учебники и учебные пособия. Настоящая книга написана как учебное пособие по материалам лекций, читаемых И. В. Лебедевым в Московском энергетическом институте для специальности «Электронные приборы» по курсу «Сверхвысокочастотные приборы» (Техника и приборы СВЧ). В первом томе изложены основные вопросы техники сверхвысоких частот, второй том будет посвящен электровакуумным приборам СВЧ.

Направленность курса и его связь с электровакуумными приборами СВЧ обусловили подбор и изложение лишь той части материалов из области техники сверхвысоких частот, которая совершенно необходима при изучении указанного курса студентами, специализирующимися по электронным приборам. Главное внимание обращено на физическую сущность явлений в волноводных линиях, полых резонаторах и замедляющих системах, а также на вопросы их практического применения. Многие важные проблемы техники СВЧ, не имеющие непосредственного отношения к электронике, как, например, антенны, распространение радиоволн, волноводные линии связи, здесь не рассмотрены. Не затронуты также вопросы теории, расчета и применения электровакуумных приборов СВЧ, что является содержанием второго тома.

Материал настоящего пособия изложен в предположении, что читатель знаком с теоретическими основами электротехники, а также с основами радиотехники в объеме курсов, читаемых в высших технических учебных заведениях [1—4].

Для углубленного изучения электродинамики и отдельных проблем техники СВЧ читатель может обратиться к отечественной [5—20, 30—33] и переводной [21—29] литературе. Большой объем указанных трудов, разбросанность отдельных разделов, отсутствие унификации в терминологии и обозначениях и т. п. затрудня-

ют использование этой литературы студентами непосредственно при изучении курса.

Мы полагаем, что настоящая книга, в которой систематизирован весь самый необходимый материал, поможет не только студентам, специализирующимся по электронике, но и студентам смежных специальностей. Книга может быть полезна также для молодых инженеров и работников промышленности, изучающих эту отрасль техники. Следует отметить, что при самостоятельном изучении этого курса совершенно необходимо параллельное использование текущей журнальной литературы. Только при этом условии может быть обеспечено ознакомление с новинками, непрерывно появляющимися во всех отраслях радиоэлектроники сверхвысоких частот.

Н. Д. ДЕВЯТКОВ

Июнь 1960 г.

ПРЕДИСЛОВИЕ КО ВТОРОМУ ИЗДАНИЮ

Во второе издание книги внесены изменения, учитывающие новые направления развития электроники сверхвысоких частот. Больше внимания уделено замедляющим системам и некоторым вопросам квазиоптических устройств. Дано понятие о применении матриц рассеяния для анализа и синтеза устройств СВЧ, о многоволновых волноводах, о шумах в волноводных линиях и др. Наряду с этим сокращены математические выкладки, связанные, в частности, с рассмотрением однородных волноводов, и произведен ряд сокращений в той мере, в какой они не нарушают ясности изложения.

Опыт использования первого издания книги и положительные отзывы о ней как педагогов высших учебных заведений, так и специалистов, работающих в области электроники СВЧ, позволяют рекомендовать второе издание в качестве учебника для студентов специальности «Электронные приборы». Книга может быть использована также студентами смежных специальностей и молодыми специалистами. Вслед за этим изданием будет издан 2-й том книги «Техника и приборы сверхвысоких частот», посвященный электровакуумным приборам СВЧ.

Н. Д. ДЕВЯТКОВ

Декабрь 1966 г.

Глава первая
ВВЕДЕНИЕ

§ 1.1. ОСОБЕННОСТИ ДИАПАЗОНА СВЕРХВЫСОКИХ ЧАСТОТ

Под сверхвысокими частотами (СВЧ) принято понимать участок электромагнитного спектра с частотами колебаний, лежащими приблизительно между 30 *Мгц* и 3000 *Ггц*, и с длинами волн соответственно между 10 *м* и 0,1 *мм*. Таким образом, диапазон СВЧ расположен между областью «обычных» радиоволн и участком инфракрасных и световых излучений.

Этот диапазон частот, ширина которого в 10^5 раз превышает сумму всех диапазонов, используемых «обычной» радиотехникой и электротехникой, принято условно делить на несколько более узких диапазонов.

Метровыми волнами называют волны длиной от 10 до 1 *м* (частоты от 30 до 300 *Мгц*).

Дециметровым волнам соответствуют длины волн от 1 *м* до 10 *см* или частоты от 300 до 3000 *Мгц*.

Сантиметровый диапазон занимает участок длин волн от 10 до 1 *см*, что соответствует частотам от 3000 до 30 000 *Мгц* (или, иначе говоря, от 3 до 30 *Ггц*).

Миллиметровый диапазон характеризуется длинами волн между 1 *см* и 1 *мм* или частотами от 30 до 300 *Ггц*.

Субмиллиметровый диапазон волн занимает весь остальной участок спектра между миллиметровыми и длинными инфракрасными волнами.

Роль диапазона СВЧ непрерывно возрастает в связи с бурным развитием самых разнообразных областей науки и техники — радиолокации, радиоуправления, связи, телевидения, промышленной электроники. Сверхвысокочастотные приборы широко используются в ракетной и атомной технике и во многих областях физических исследований. Освоение космического пространства, нарастающее использование электроники СВЧ в ряде областей народного хозяйства и медицине потребуют в будущем еще более широкого применения техники и приборов сверхвысоких частот.

Электромагнитные колебания диапазона СВЧ обладают рядом важных *физических особенностей* и свойств, отличающими их от смежных участков спектра.

1. На сверхвысоких частотах длина волны соизмерима с линейными размерами физических тел. Геометрические размеры аппаратуры, в том числе и антенн, также оказываются соизмеримыми с длиной волны и могут значительно превышать ее. Поэтому волны диапазона СВЧ обладают *квазиоптическими свойствами*, т. е. по характеру распространения приближаются к световым волнам. Наряду с этим принципы работы СВЧ устройств в значительной мере определяются явлениями дифракции и не могут непосредственно использовать законы геометрической оптики, а также законы обычных электрических цепей.

Квазиоптические свойства особенно ценны для направленной передачи сигналов, а также для определения координат объектов. Именно это обстоятельство дало первый толчок к широкому применению сверхвысоких частот в радиолокационной технике.

2. В отличие от более длинных радиоволн и инфракрасных излучений, волны СВЧ, особенно на участке между 100 *Мгц* и 10 *Ггц*, почти беспрепятственно проникают сквозь ионизированные слои, окружающие Землю, а также сквозь атмосферу. Существование широкого *окна прозрачности* в диапазоне сверхвысоких частот дает возможность, с одной стороны, исследовать мировое пространство радиоастрономическими методами, используя СВЧ излучение Солнца, звезд и других космических тел. С другой стороны, это свойство, в сочетании с острой направленностью излучения, делает диапазон СВЧ незаменимым для развития космических исследований, в том числе для обмена информацией между Землей и космическими устройствами.

3. Величина кванта энергии, соответствующая диапазону СВЧ, соизмерима с разностью энергий близко расположенных энергетических уровней атомов и молекул. Поэтому сверхвысокочастотные электромагнитные колебания, в особенности колебания, лежащие в сантиметровом, миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах, обладают способностью *резонансного энергетического взаимодействия* с веществом. Это обстоятельство широко используется при анализе строения вещества методами СВЧ радиоспектроскопии. Помимо решения специфических научных проблем, это направление, в свою очередь, оказывает сильное влияние на развитие техники СВЧ. Использование резонансного взаимодействия СВЧ колебаний с атомами и молекулами привело к разработке принципиально новых устройств — квантовых молекулярных усилителей и генераторов и к развитию квантовой электроники.

4. Период сверхвысокочастотных колебаний соизмерим с временем пролета электронов в междуэлектродном пространстве электровакуумных приборов, имеющим порядок $10^{-8} \div 10^{-9}$ *сек*, и часто оказывается значительно меньше времени пролета. Связанные с этим *пролетные явления* делают, как правило,

невозможной работу «обычных» электровакуумных приборов на СВЧ.

Вместо «классических» электронных ламп в диапазоне сверхвысоких частот разработаны и непрерывно совершенствуются специальные типы приборов, основанные на полезном использовании инерции электронов,— клистроны, магнетроны, лампы бегущей и обратной волны, платинотроны и др. Стремительное развитие электроники СВЧ лежит в основе успехов, достигнутых во всех отраслях техники сверхвысоких частот.

5. В диапазоне СВЧ можно разместить значительно большее число каналов связи, чем на более низких частотах. Например, нетрудно видеть, что даже узкая полоса частот в 1% при средней частоте 10 *Ггц* (длина волны 3 *см*) позволяет в принципе разместить столько же независимых каналов, сколько их имеется во всем диапазоне от сверхдлинных до ультракоротких волн длиною 3 *м*. Большая *информационная емкость* СВЧ диапазона позволяет осуществлять многоканальную телефонную и телевизионную связь, в особенности на сантиметровых, миллиметровых и, возможно, на субмиллиметровых волнах. Создание квантовых генераторов и усилителей оптического диапазона (лазеров) дает возможность еще более повысить информационную емкость каналов связи с непосредственным использованием методов и аппаратуры СВЧ диапазона.

Специфические свойства диапазона СВЧ особенно сильно проявляются на волнах короче 1 *м*. Поэтому к диапазону СВЧ часто относят лишь дециметровые, сантиметровые, миллиметровые и субмиллиметровые волны. Дальнейшее изложение материала будет относиться главным образом именно к этим участкам электромагнитного спектра. Тем не менее, многие методы техники СВЧ распространены сейчас на значительно более высокие частоты, включая оптический диапазон. Это обстоятельство еще раз подчеркивает особую роль техники и приборов СВЧ.

Изучение и освоение диапазона СВЧ требует решения многих проблем, качественно отличных от задач, встречающихся на более низких частотах. Значительный вклад в развитие и применение диапазона СВЧ внесли советские ученые, разработавшие принципиально новые методы генерирования, усиления и канализации колебаний СВЧ. Широко известны труды Б. А. Введенского, А. Г. Аренберга, М. С. Неймана, Г. В. Кисунько, посвященные распространению радиоволн, передающим линиям и колебательным системам СВЧ, и работы Н. Д. Девяткова, В. И. Калинина, М. Т. Греховой, М. С. Неймана, С. Д. Гвоздовера, А. М. Прохорова, Н. Г. Басова и др. в области генерирования и усиления СВЧ колебаний. Эти и многие другие работы советских и зарубежных ученых лежат в основе современных направлений техники и приборов сверхвысоких частот.

§ 1.2. ПРИМЕНЕНИЕ ПЕРЕДАЮЩИХ ЛИНИЙ И КОЛЕБАТЕЛЬНЫХ СИСТЕМ НА СВЕРХВЫСОКИХ ЧАСТОТАХ

Передающие линии (фидеры) и колебательные цепи играют существенную роль во всех отраслях электротехники и радиотехники. Однако при переходе к сверхвысоким частотам передающие линии приобретают особо важное, принципиальное значение.

Существенным обстоятельством, влияющим на поведение и свойства передающих линий СВЧ, является то, что их протяженность соизмерима с длиной волны и, как правило, превышает ее. Поперечные размеры линии также оказываются соизмеримыми с длиной волны. Последнее приводит к ряду интересных явлений, выходящих далеко за рамки классической теории длинных линий. Методы канализации сверхвысокочастотной энергии претерпевают глубокие изменения. Наиболее характерной передающей линией диапазона СВЧ является *волновод* — металлическая труба, по внутренней полости которой осуществляется передача энергии.

Линейные размеры колебательных цепей при сверхвысоких частотах также оказываются сравнимыми с длиной волны. Поэтому концепция колебательных контуров с сосредоточенными постоянными теряет свой смысл. В качестве колебательных систем СВЧ используются *полые резонаторы* — устройства, имеющие много общего с волноводными линиями.

Передающие линии и резонаторы находят широкое применение в радиотехнической аппаратуре СВЧ. С помощью этих устройств создаются аналоги всех элементов цепей, известных на более низких частотах, — индуктивностей, емкостей, активных сопротивлений. Различные комбинации передающих линий СВЧ и неоднородностей позволяют создавать полосовые и заграждающие фильтры, трансформаторы, мостовые схемы и другие типы многополюсников, а также ряд устройств, неизвестных или редко применяемых на более низких частотах.

Электровакуумные приборы, используемые в диапазоне сверхвысоких частот, непосредственно содержат в своем составе полые резонаторы, отрезки волноводов и других передающих линий. Все более широкое применение здесь находят специальные типы передающих линий СВЧ — *замедляющие системы.* Поэтому раздельное рассмотрение «лампы» и «схемы» на сверхвысоких частотах теряет всякий смысл.

Тесная связь электронных процессов с явлениями в передающих линиях и колебательных системах — одна из наиболее характерных особенностей электроники СВЧ. Много сложных проблем возникает и при измерении параметров и характеристик электровакуумных приборов СВЧ. В связи с этим разработка электронных и газоразрядных приборов СВЧ требует глубокого знания теории и техники волноводов, полых резонаторов и замедляющих систем.

§ 1.3. НЕДОСТАТКИ ОБЫЧНЫХ ПЕРЕДАЮЩИХ ЛИНИЙ И КОЛЕБАТЕЛЬНЫХ КОНТУРОВ НА ПОВЫШЕННЫХ ЧАСТОТАХ

При передаче энергии на сравнительно низких частотах широкое применение находят открытые двухпроводные длинные линии. Похожими свойствами обладают и коаксиальные линии, используемые в диапазонах метровых и дециметровых волн*.

Как двухпроводные, так и коаксиальные линии не свободны от некоторых недостатков, особенно сильно проявляющихся по мере повышения рабочей частоты.

1. С увеличением частоты возрастают активные потери в металле и диэлектрике, что приводит к быстрому затуханию волны, бегущей вдоль линии. Особенно сильное затухание наблюдается в кабелях со сплошным диэлектрическим наполнением. Применение таких линий, начиная с волн сантиметрового диапазона, становится затруднительным даже при использовании лучших диэлектриков, обладающих наименьшим углом диэлектрических потерь.

Жесткие коаксиальные линии с воздушным наполнением имеют некоторые преимущества, но также обладают высоким затуханием за счет потерь в стенках, главным образом во внутреннем проводнике, где имеется наибольшая плотность высокочастотного тока.

2. Дополнительным источником потерь в открытых двухпроводных линиях является излучение, обусловленное сравнимостью длины волны и расстояния между проводниками линии. Наряду с потерями передаваемой энергии, излучение нежелательно и с точки зрения паразитных связей и наводок на окружающую аппаратуру. В режиме приема открытая линия обладает по этой же причине низкой помехозащищенностью. Эти обстоятельства, особенно резко проявляющиеся с увеличением частоты, ограничивают применение двухпроводных линий, начиная с частот порядка 300 *Мгц*.

Коаксиальная линия обеспечивает практически полную экранировку и отсутствие излучения, поскольку толщина наружного проводника линии (наружной трубы) значительно превышает глубину проникновения электромагнитного поля в металл, имеющую на СВЧ порядок единиц или долей микрона. С этой точки зрения коаксиальная линия более применима на сверхвысокой частоте, нежели двухпроводная линия.

3. Одним из крупных недостатков как двухпроводных, так и коаксиальных линий является их низкая электрическая прочность, характеризуемая мощностью, при которой в режиме бегущей волны наступает электрический пробой (СВЧ разряд) между провод-

---

* Теория длинных линий, поперечные размеры которых малы по сравнению с длиной волны, известна из [1,2] и здесь не рассматривается.

никами линии. Как будет показано, с повышением частоты поперечные размеры этих фидеров необходимо уменьшать примерно пропорционально длине волны во избежание появления высших типов волн, затрудняющих практическое использование линий. Поэтому на волнах сантиметрового диапазона и даже на дециметровых волнах обычные линии не в состоянии обеспечить передачу больших мощностей, получаемых от современных генераторов и усилителей СВЧ.

4. Если длинная линия предназначена для передачи малой мощности, то проблема электрического пробоя теряет свою остроту. Тем не менее, уменьшение расстояния между проводниками, необходимое при повышении рабочей частоты, затрудняет механическое изготовление линии. Следует также учесть, что металлические проводники двухпроводных и коаксиальных линий недостаточно жестки и нуждаются в поддерживающих устройствах. Так, в коаксиальной линии оказывается необходимым использовать шайбы из диэлектрика или применять сплошное диэлектрическое заполнение. Обеспечение жестких допусков на взаимное расположение проводников и, следовательно, на электрические параметры линии наталкивается на ряд трудностей. Неоднородности по длине линии вызывают нежелательные отражения волн. Наконец, за счет малой механической жесткости возможно появление вибраций проводников, что также ухудшает работу линии.

Перечисленные недостатки делают нежелательным применение открытых двухпроводных линий уже на волнах дециметрового диапазона и затрудняют применение коаксиальных линий на сантиметровых волнах.

Точные границы применения этих линий привести нельзя. Так, коаксиальные линии небольшой длины иногда применяют при малой передаваемой мощности на волнах длиною 1—3 *см*. Равным образом находят применение коаксиальные кабели со сплошным диэлектрическим наполнением даже при большом затухании, если от линии не требуется высокого коэффициента полезного действия. Подобная ситуация встречается при многих измерениях на СВЧ. Однако во всех случаях, когда необходимо передать с малыми потерями большую мощность, например, от передатчика к антенне радиолокационной станции, коаксиальные линии оказываются непригодными в диапазоне волн короче 10 *см*.

Использование обычных колебательных контуров с сосредоточенными постоянными LC на сверхвысоких частотах наталкивается на те же затруднения, с которыми приходится встречаться при работе с обычными длинными линиями.

В результате роста потерь на излучение, потерь в металле (за счет скин-эффекта) и потерь в диэлектрике добротность колебательного контура падает. Резонансное сопротивление контура также уменьшается. Поэтому даже на дециметровых волнах трудно создавать контуры типа LC, обладающие высокой частотной

селективностью. С другой стороны, чем короче длина волны, тем меньше должны быть индуктивность и емкость и, следовательно, меньше геометрические размеры контура. С уменьшением геометрических размеров приходится снижать рабочие напряжения в контуре во избежание электрических пробоев. Одновременно оказывается необходимым снижать мощность, рассеиваемую на элементах контура, ввиду уменьшения рабочих поверхностей. Эти обстоятельства особенно существенны при использовании колебательных контуров в сочетании с электровакуумными приборами. Создание эталонов частоты, резонансных волномеров и других измерительных устройств также затрудняется ввиду резкого ухудшения резонансных свойств обычных контуров на повышенных частотах.

Теория длинных линий показывает, что роль колебательных систем могут играть отрезки двухпроводных линий, длина которых соизмерима с рабочей длиной волны. Подобные контуры с распределенными постоянными (система Лехера) обладают некоторыми преимуществами в сравнении с контурами типа LC, но вместе с тем сохраняют и все недостатки, присущие обычным открытым длинным линиям. Таким образом, применение открытых колебательных контуров как с сосредоточенными, так и распределенными постоянными не решает проблему колебательных цепей сверхвысоких частот.

§ 1.4. ПОНЯТИЯ ВОЛНОВОДА И ПОЛОГО РЕЗОНАТОРА

От многих недостатков, присущих обычным длинным линиям, свободна передающая линия, выполненная в виде полой металлической трубы, не содержащей внутренних проводников. Такая труба, служащая для передачи энергии в диапазоне СВЧ, получила название волновода*.

Возможность передачи электромагнитных волн по полым трубам может быть качественно показана даже на примере обычной длинной линии. Рассмотрим двухпроводную линию (рис. 1.1), в которой включены параллельные ответвления («шлей-

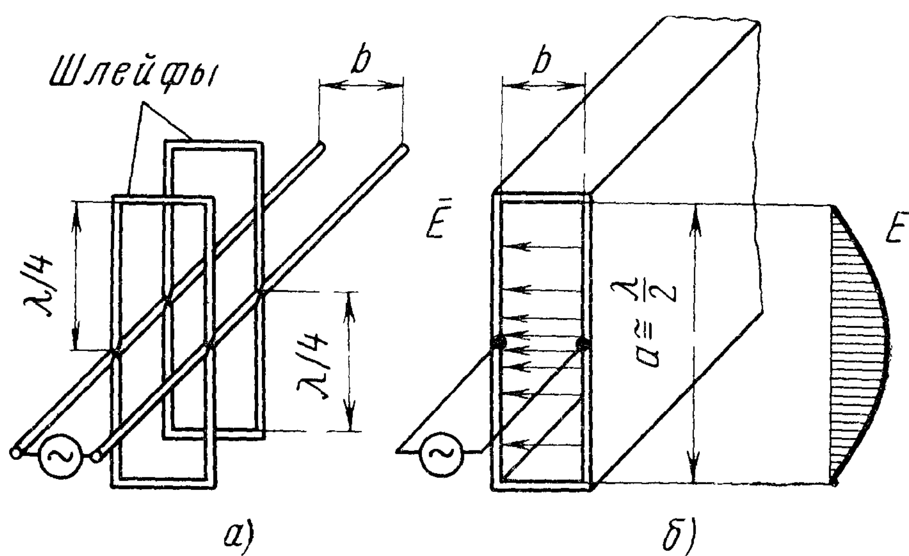


Рис. 1.1

а — переход от открытой двухпроводной линии к прямоугольному волноводу; *б* — структура электрического поля и эпюра распределения его вдоль стороны *а*

---

* Под термином «волновод» в широком смысле понимают любую передающую линию в диапазоне сверхвысоких частот.

фы»), замкнутые накоротко на другом конце. Определим условия, при которых «шлейфы» не оказывают влияния на передачу энергии по длинной линии.

Входное сопротивление отрезка длинной линии без потерь [2] определяется уравнением

$$Z_{вх} = Z_c \frac{Z_н + jZ_c \operatorname{tg} \frac{2\pi l}{\lambda}}{Z_c + jZ_н \operatorname{tg} \frac{2\pi l}{\lambda}}, \tag{1.1}$$

где Z_c — характеристическое (волновое) сопротивление линии;
$Z_н$ — комплексное сопротивление нагрузки;
l — длина рассматриваемого отрезка линии;
λ — рабочая длина волны.

При коротком замыкании на конце «шлейфа» $Z_н=0$ и входное сопротивление

$$Z_{вх.\ к} = jZ_c \operatorname{tg} \frac{2\pi l}{\lambda}. \tag{1.2}$$

При длине l, равной $\frac{\lambda}{4}$, входное сопротивление «шлейфа» стремится к бесконечности, следовательно, его шунтирующее действие стремится к нулю. Это свойство широко используется на практике, например, для создания «металлических изоляторов», применяемых для закрепления одного проводника по отношению к другому без помощи диэлектрических изоляторов.

Увеличение числа короткозамкнутых четвертьволновых «шлейфов» не нарушает нормальной работы передающей линии. В пределе «шлейфы» сливаются в металлические желоба, с двух сторон подключенные к двухпроводной линии. Эта линия превращается в металлическую трубу прямоугольного сечения — волновод, размер a которого равен половине длины волны; размер b, как расстояние между проводниками, не определяет характера распространения волны. Все электромагнитное поле оказывается сосредоточенным внутри трубы. Электрическое поле изменяется вдоль стороны a по синусоиде, как показано на рис. 1. 1. Вдоль стороны b вариация электрического поля отсутствует.

Рассмотренный пример позволяет понять основные преимущества волноводов в сравнении с обычными передающими линиями.

1. Волновод обладает наибольшей простотой и жесткостью конструкции. Однородность волновода по длине может быть обеспечена значительно легче, чем в случае двухпроводных или коаксиальных линий.

2. Волновод не имеет потерь на излучение, так как электромагнитное поле целиком заключено внутри трубы (при толщине стенок, превышающей глубину проникновения поля в металл,

что выполняется во всех практически встречающихся случаях).

3. Ввиду отсутствия внутреннего проводника отпадает необходимость введения опор. В результате этого полностью исключаются потери в диэлектрике, которые, как указывалось, часто препятствуют применению обычных линий на весьма высоких частотах.

4. Потери в стенках волновода должны быть меньше, чем потери в проводниках обычных линий, например коаксиальной линии, ввиду отсутствия внутреннего проводника малого диаметра с большой плотностью тока.

5. Электрическая прочность волновода выше, чем у коаксиальной или двухпроводной линии, так как увеличен путь возможного электрического пробоя в области максимальной напряженности электрического поля.

Используя похожие рассуждения, можно качественно показать переход от открытого колебательного контура с сосредоточенными постоянными типа LC к замкнутой колебательной системе — полому резонатору.

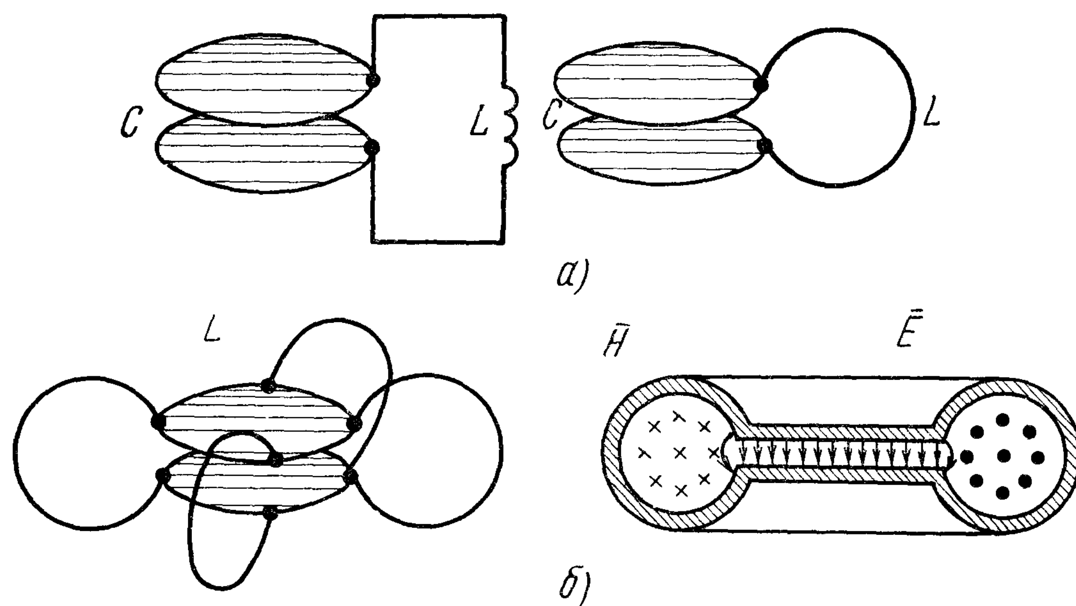


Рис. 1.2.

а — переход от открытого колебательного контура с сосредоточенными постоянными к тороидальному полому резонатору, *б* — структура электрического и магнитного полей внутри полого резонатора

На рис. 1. 2 показаны промежуточные формы колебательного контура обычного типа с индуктивностью, уменьшенной сначала до одного витка, а затем с несколькими параллельно включенными витками. В пределе получается металлическая полость с сосредоточенной емкостью в середине. Тороидальная часть этого полого резонатора играет роль индуктивности.

Описанный тороидальный резонатор является простейшим, хотя и далеко не единственным типом полых резонаторов. Преимуществами полых резонаторов являются отсутствие излучения благодаря полной экранировке поля стенками резонатора и отсут-

ствие потерь в диэлектрике, поскольку в принципе введение изоляторов внутрь резонатора не является необходимым. Потери в стенках резонатора также значительно меньше, чем в проводниках обычных контуров типа LC, благодаря развитой внутренней поверхности, по которой протекают высокочастотные токи. В результате этого добротность полых колебательных систем может быть увеличена на несколько порядков по сравнению с обычными открытыми контурами. Далее, подобно волноводам, полые резонаторы выгодно отличаются жесткостью конструкции и удобствами механического изготовления.

Теория обычных длинных линий и контуров с сосредоточенными постоянными не в состоянии дать полного ответа о поведении волноводов и полых резонаторов на сверхвысоких частотах. Для пояснения рассмотрим снова прямоугольный волновод, изображенный на рис. 1. 1.

Из качественных соображений нетрудно прийти к выводу, что размер a волновода не может быть меньше $\frac{\lambda}{2}$ во избежание шунтирующего действия боковых «шлейфов», однако он может несколько превышать половину длины волны. Для подтверждения этого достаточно представить первоначальную двухпроводную линию в виде двух лент конечной ширины. Следовательно, прямоугольный волновод с заданными размерами сечения a, b можно использовать на частотах, превышающих некоторую «критическую» частоту. Соответственно рабочая длина волны должна быть меньше критической длины волны. Согласно проведенным рассуждениям, критический режим соответствует случаю, когда размер a в точности равен $\frac{\lambda}{2}$. Поэтому критическая длина волны прямоугольного волновода равна $2a$.

Что произойдет, если длина волны генератора, от которого возбуждается рассматриваемый волновод, будет значительно меньше критической длины волны? Этот вопрос равнозначен тому, как будет вести себя волновод, если размеры его поперечного сечения a, b значительно превышают рабочую длину λ. Теория длинных линий оказывается в подобном случае явно недостаточной.

Представление полого резонатора в виде своеобразного контура с сосредоточенными постоянными также оказывается не всегда возможным. На рис. 1. 3 показан цилиндрический полый резонатор, образованный из колебательного контура с сосредоточенными постоянными. В отличие от случая, показанного на рис. 1. 2, здесь нельзя найти области, где локализовано только электрическое или только магнитное высокочастотное поле. Размеры резонатора по всем трем направлениям становятся соизмеримыми с длиной волны. Явно выраженных индуктивности и емкости здесь не существует.

Для анализа волноводов и полых резонаторов, являющихся системами с распределенными постоянными по всем трем измерениям, необходимо использовать более общие методы, основанные на уравнениях электромагнитного поля.

Переход к решениям в терминах полей взамен токов и напряжений заставляет, на первый взгляд, полностью отказаться от привычных понятий цепей. Однако, как будет показано в дальнейшем, и в этом случае удается проводить далеко идущие аналогии с цепями. Поэтому анализ волноводов и полых резонаторов будет проводиться таким образом, чтобы, где это возможно, свести сложные явления с полями к эквивалентным процессам в цепях с сосредоточенными постоянными или в обычных длинных линиях.

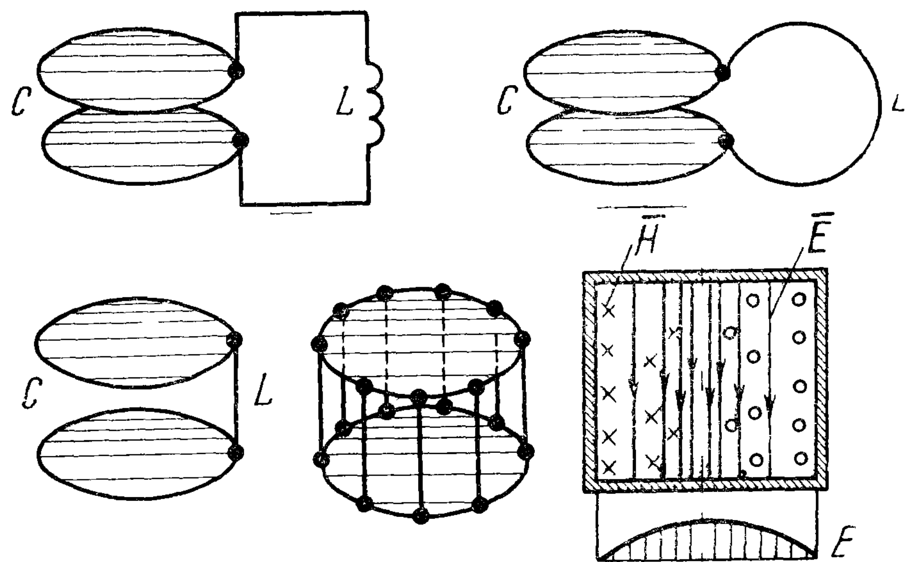


Рис. 1.3. Переход от открытого колебательного контура с сосредоточенными постоянными к цилиндрическому полому резонатору

Такой подход является основой современных инженерных методов в диапазоне СВЧ и облегчает решение многих вопросов, связанных с техникой и электровакуумными приборами сверхвысоких частот.

Глава вторая

ОБЩИЕ ВОПРОСЫ ПЕРЕДАЮЩИХ ЛИНИЙ СВЧ

§ 2.1. ИСХОДНЫЕ ПРЕДПОСЫЛКИ

Прежде чем приступить к анализу частных случаев волноводных линий, наиболее часто встречающихся на практике, обратимся к распространению волн по произвольной передающей линии. В качестве основного ограничения примем сначала однородность линии, т. е. неизменность формы, размеров сечения и параметров ее в направлении передачи энергии. Поперечные размеры линии могут при этом находиться в любом соотношении с рабочей длиной волны.

Подобное рассмотрение должно охватывать, кроме волноводов, такие хорошо известные передающие системы, как двухпроводные и коаксиальные линии. Сюда же следует отнести и свободное пространство, которое можно рассматривать, как передающую линию с бесконечно удаленными проводниками.

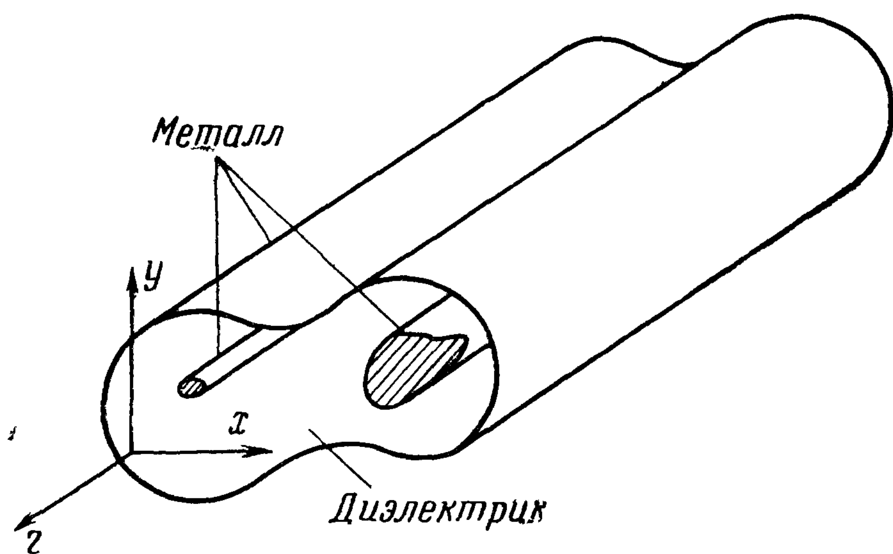


Рис. 2.1. Однородная передающая линия с проводниками произвольного поперечного сечения

Итак, рассмотрим однородную неразветвленную передающую линию, состоящую из любого числа проводников произвольного поперечного сечения (рис. 2.1). Направление распространения волны совместим с осью z прямоугольной системы координат; поперечное сечение находится в плоскости xy. Выбор прямоугольной системы координат здесь обусловлен наибольшей простотой получаемых соотношений и не может нарушить общности выводов.

Решение будем проводить, пользуясь международной (практической рационализованной) системой единиц СИ. Пространство между проводниками положим заполненным изотропным диэлектриком с относительной диэлектрической проницаемостью ε, относительной магнитной проницаемостью μ и удельной проводи-

мостью σ. В наиболее простых, чаще всего встречающихся случаях величины ε, μ и σ не являются функциями координат и напряженности электрического и магнитного полей.

Будем считать, что в пространстве между проводниками линии отсутствуют свободные заряды (электронные или ионные потоки), а также отсутствуют какие-либо виды «активных сред» (например, возбужденные атомы или молекулы), являющиеся источниками СВЧ колебаний. Таким образом, рассмотрение будет ограничиваться случаем пассивной линии, по которой передается электромагнитная энергия от внешнего генератора. Принципом действия и устройством генератора можно пока не интересоваться, считая, что генератор обеспечивает требуемую частоту колебаний при достаточной мощности. Вопросы генерирования и усиления СВЧ колебаний и, в частности, применение с этой целью «активных сред» представляют особый интерес и будут рассматриваться во второй части данного курса.

Исходные уравнения Максвелла, описывающие электромагнитное поле в пространстве между проводниками, не содержащем свободных зарядов, имеют вид [3]:

$$\mathrm{rot}\,\mathbf{H} = \sigma\mathbf{E} + \varepsilon\varepsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}; \tag{2.1}$$

$$\mathrm{rot}\,\mathbf{E} = -\mu\mu_0 \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t}; \tag{2.2}$$

$$\mathrm{div}\,(\varepsilon\varepsilon_0 \mathbf{E}) = 0; \tag{2.3}$$

$$\mathrm{div}\,(\mu\mu_0 \mathbf{H}) = 0. \tag{2.4}$$

Через ε_0 и μ_0 обозначены диэлектрическая и магнитная проницаемости вакуума, равные

$$\varepsilon_0 = 0{,}886 \cdot 10^{-11}\ \frac{a \cdot сек}{в \cdot м};$$

$$\mu_0 = 1{,}256 \cdot 10^{-6}\ \frac{в \cdot сек}{a \cdot м}.$$

В технике сверхвысоких частот, в отличие от низкочастотной электротехники и радиотехники, интерес представляют в основном поля, изменяющиеся во времени по гармоническому закону. Это в значительной мере обусловлено тем, что в генераторах и во многих элементах СВЧ трактов используются резонаторы, обладающие высокой добротностью. Существованием несинусоидальных колебаний обычно можно пренебречь.

Пользуясь комплексным методом, запишем векторы электрического и магнитного полей в рассматриваемой линии

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_m e^{j\omega t}; \ \mathbf{H} = \mathbf{H}_m e^{j\omega t}, \qquad (2.5)$$

где ω — круговая частота колебаний. Подставляя выражения (2.5) в уравнения (2.1) — (2.2), после дифференцирования получаем:

$$\mathrm{rot}\,\mathbf{H} = \sigma\mathbf{E} + j\,\omega\varepsilon\varepsilon_0\,\mathbf{E}; \qquad (2.6)$$

$$\mathrm{rot}\,\mathbf{E} = -j\,\omega\mu\mu_0\,\mathbf{H}. \qquad (2.7)$$

Уравнение (2.6) можно преобразовать к виду

$$\mathrm{rot}\,\mathbf{H} = (\sigma + j\,\omega\varepsilon\varepsilon_0)\,\mathbf{E} = j\,\omega\varepsilon'\varepsilon_0\,\mathbf{E},$$

где ε' — комплексная относительная диэлектрическая проницаемость с учетом потерь в среде:

$$\varepsilon' = \varepsilon - j\,\frac{\sigma}{\omega\varepsilon_0}. \qquad (2.8)$$

Таким образом, при однородном изотропном заполнении линии уравнения поля приводятся к симметричному виду относительно векторов E и H:

$$\mathrm{rot}\,\mathbf{H} = j\,\omega\varepsilon'\varepsilon_0\mathbf{E}; \qquad (2.9)$$

$$\mathrm{rot}\,\mathbf{E} = -j\,\omega\mu\mu_0\,\mathbf{H}; \qquad (2.10)$$

$$\mathrm{div}\,\mathbf{E} = 0; \qquad (2.11)$$

$$\mathrm{div}\,\mathbf{H} = 0. \qquad (2.12)$$

Уравнения Максвелла легко сводятся к волновым уравнениям, в которые входит только один из векторов поля. Определяя H из выражения (2.10) и подставляя его в (2.9), получаем:

$$\mathrm{rot}\,\mathrm{rot}\,\mathbf{E} = \omega^2\varepsilon'\varepsilon_0\mu\mu_0\,\mathbf{E}.$$

Раскрывая выражение, стоящее в левой части полученного уравнения, по формуле двойного векторного произведения имеем:

$$[\nabla[\nabla\mathbf{E}]] = \mathrm{grad}\,\mathrm{div}\,\mathbf{E} - \mathrm{div}\,\mathrm{grad}\,\mathbf{E} = \omega^2\varepsilon'\varepsilon_0\mu\mu_0\,\mathbf{E}.$$

Введем обозначение

$$\omega^2\varepsilon'\varepsilon_0\mu\mu_0 = k^2. \qquad (2.13)$$

Физический смысл постоянной k будет выяснен в дальнейшем. В силу выражения (2.11) получаем векторное волновое уравнение

$$\mathrm{div}\,\mathrm{grad}\,\mathbf{E} + \omega^2\varepsilon'\varepsilon_0\mu\mu_0\,\mathbf{E} = 0;$$

$$\nabla^2\,\mathbf{E} + k^2\mathbf{E} = 0. \qquad (2.14)$$

Такое же уравнение можно получить относительно вектора H, вычисляя величину E из соотношения (2.9) и подставляя ее в (2.10):

$$\nabla^2 \mathbf{H} + k^2 \mathbf{H} = 0. \qquad (2.15)$$

Все рассмотренные уравнения справедливы для любой системы координат, причем в общем случае векторы электрического и магнитного полей могут иметь по три составляющих. При использовании прямоугольной системы координат

$$\mathbf{E} = \mathbf{e}_x E_x + \mathbf{e}_y E_y + \mathbf{e}_z E_z; \qquad (2.16)$$

$$\mathbf{H} = \mathbf{e}_x H_x + \mathbf{e}_y H_y + \mathbf{e}_z H_z, \qquad (2.17)$$

где $\mathbf{e}_x$, $\mathbf{e}_y$, $\mathbf{e}_z$ — единичные векторы (орты).

Если подставить соотношения (2.16) и (2.17) в уравнения (2.14) и (2.15), то последние распадаются на шесть независимых скалярных уравнений:

$$\nabla^2 E_x + k^2 E_x = 0; \quad \nabla^2 H_x + k^2 H_x = 0;$$

. . . .

. . . .

Все уравнения имеют совершенно одинаковую форму. Следовательно, нахождение общих выражений составляющих поля в прямоугольной системе координат требует решения одного скалярного дифференциального уравнения в частных производных типа

$$\frac{\partial^2 L}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 L}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 L}{\partial z^2} + k^2 L = 0, \qquad (2.18)$$

где L — одна из составляющих электрического или магнитного поля, т. е. E_x, E_y, E_z, H_x, H_y или H_z.

Необходимо отметить, что в других системах координат, например в цилиндрической системе, выражение $\nabla^2 \mathbf{E}$ имеет более сложную форму и не дает столь простых уравнений относительно всех составляющих поля. Решение уравнения для этого случая будет показано в разделе, посвященном круглым волноводам. Однако при рассмотрении общих свойств передающих линий СВЧ достаточно ограничиться анализом уравнений типа (2.18).

§ 2.2. РЕШЕНИЕ ВОЛНОВОГО УРАВНЕНИЯ ДЛЯ ПРОИЗВОЛЬНОЙ ПЕРЕДАЮЩЕЙ ЛИНИИ

Волновое уравнение, описывающее электромагнитное поле в передающих линиях СВЧ, встречается при рассмотрении многих задач физики и электротехники. Математическое решение

этого уравнения может быть произведено разделением переменных по методу Фурье.

Представим решение уравнения (2.18) в виде произведения сомножителей, каждый из которых является функцией только одной координаты или времени:

$$L = X(x)\, Y(y)\, Z(z)\, e^{j\omega t}. \qquad (2.19)$$

Затем произведем дифференцирование этого выражения и подставим результат в (2.18). После деления обеих частей уравнения на величину L (при этом отбрасывается тривиальный случай равенства поля нулю) получаем:

$$\frac{1}{X}\frac{\partial^2 X}{\partial x^2} + \frac{1}{Y}\frac{\partial^2 Y}{\partial y^2} + \frac{1}{Z}\frac{\partial^2 Z}{\partial z^2} = -k^2. \qquad (2.20)$$

Функции X, Y, Z являются взаимно независимыми. Поэтому для того, чтобы сумма членов, находящихся в левой части выражения (2.20), равнялась постоянной величине, необходимо, чтобы каждый из членов также был равен некоторой константе. Приравнивая каждый из членов постоянной, запишем:

$$\frac{1}{X}\frac{d^2 X}{dx^2} = -\xi^2; \qquad (2.21)$$

$$\frac{1}{Y}\frac{d^2 Y}{dy^2} = -\eta^2; \qquad (2.22)$$

$$\frac{1}{Z}\frac{d^2 Z}{dz^2} = \gamma^2. \qquad (2.23)$$

Постоянные ξ^2 и η^2 здесь записаны произвольно со знаком минус, в отличие от постоянной γ^2. Существенной роли это, естественно, не играет, поскольку постоянные еще не определены. Некоторые удобства такой записи будут видны из дальнейшего.

Связь между постоянными ξ, η и γ в силу выражения (2.20) определяется соотношением

$$\xi^2 + \eta^2 - \gamma^2 = k^2. \qquad (2.24)$$

Выражения (2.21) — (2.23) сводятся к линейным дифференциальным уравнениям второго порядка, решения которых могут быть записаны в следующем виде:

$$X = C_1 e^{j\xi x} + C_2 e^{-j\xi x}; \qquad (2.25)$$

$$Y = C_3 e^{j\eta y} + C_4 e^{-j\eta y}; \qquad (2.26)$$

$$Z = C_5 e^{\gamma z} + C_6 e^{-\gamma z}. \qquad (2.27)$$

Таким образом, с учетом соотношения (2.19) получено решение волнового уравнения (2.18) для любой из составляющих E_x, E_y, E_z, H_x, H_y и H_z.

Представляется удобным произвести некоторые преобразования, имея в виду, что ось z выбрана в качестве направления распространения волны. Сомножители X и Y можно представить в тригонометрической форме, в то время как функцию Z оставить в показательной форме. По формуле Эйлера из выражения (2.25) получаем:

$$X = (C_1 + C_2)\cos \xi x + j\,(C_1 - C_2)\sin \xi x. \tag{2.28}$$

Последнее уравнение можно представить также в виде

$$X = A\cos(\xi x - \varphi), \tag{2.29}$$

где A и φ — новые постоянные взамен постоянных C_1 и C_2.

Аналогичным образом получим:

$$Y = (C_3 + C_4)\cos \eta y + j\,(C_3 - C_4)\sin \eta y \tag{2.30}$$

или

$$Y = B\cos(\eta y - \psi), \tag{2.31}$$

где B и ψ — постоянные, введенные взамен констант C_3 и C_4.

Подставим выражения (2.29) и (2.31) совместно с (2.27) в уравнение (2.19). Тогда скаляр L оказывается равным

$$L = D_1\cos(\xi x - \varphi)\cos(\eta y - \psi)\,e^{j\omega t - \gamma z} + $$
$$= D_2\cos(\xi x - \varphi)\cos(\eta y - \psi)\,e^{j\omega t + \gamma z}, \tag{2.32}$$

где D_1 и D_2 — новые постоянные, объединяющие A, B, C_5 и C_6.

Полученное решение распадается, таким образом, на два слагаемых, отличающихся лишь амплитудами и направлением отсчета по оси z. Это решение дает, как нетрудно видеть, две волны, распространяющиеся в противоположные стороны вдоль оси линии.

Для рассмотрения свойств линии можно ограничиться анализом лишь одной из этих волн. Физически это означает, что рассматривается бесконечно длинная линия, не имеющая отраженной волны. В дальнейшем, когда потребуется учет отраженных волн, можно будет целиком воспользоваться результатами анализа волн, распространяющихся в «прямом» направлении.

Таким образом, решение скалярного волнового уравнения для любой из составляющих поля бегущей волны имеет общий вид

$$L = D\cos(\xi x - \varphi)\cos(\eta y - \psi)\,e^{j\omega t - \gamma z}. \tag{2.33}$$

Константы ξ и η, входящие в это выражение, определяют изменение (вариацию) электромагнитного поля в плоскости поперечного сечения рассматриваемой линии. Поэтому ξ и η часто называются *поперечными волновыми числами* передающей линии.

Иногда при написании общего решения уравнения (2.18) используют несколько иную форму, исходящую из выражений (2.28) и (2.30). Поскольку изменение поля вдоль осей x и y, согласно этим выражениям, происходит по функциям синусов и косинусов, можно сокращенно записать:

$$L = D\frac{\cos}{\sin}(\xi x)\frac{\cos}{\sin}(\eta y)\,e^{j\omega t-\gamma z}. \tag{2.34}$$

В дальнейшем будем использовать обе формы записи уравнений поля, соответствующие выражениям (2.33) и (2.34). При необходимости решение волнового уравнения можно записать также в виде

$$L = F(x, y)\,e^{j\omega t-\gamma z}, \tag{2.35}$$

где $F\ (x,\ y)$ — функция распределения поля в плоскости фронта волны, не зависящая от координаты z.

Такого решения в виде бегущей волны можно было ожидать даже из чисто качественных соображений, учитывая запаздывание при распространении возмущения вдоль линии.

§ 2.3. ФАЗОВАЯ СКОРОСТЬ И ДЛИНА ВОЛНЫ В ПЕРЕДАЮЩИХ ЛИНИЯХ СВЧ

Решение, проведенное в предыдущем параграфе, показывает, что в режиме установившихся гармонических колебаний в произвольной однородной передающей линии векторы электрического и магнитного полей бегущей волны могут быть представлены в виде:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_m(x, y)\,e^{j\omega t-\gamma z}, \tag{2.36}$$

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}_m(x, y)\,e^{j\omega t-\gamma z}. \tag{2.37}$$

Здесь γ является *постоянной распространения* рассматриваемого волнового процесса. Физический смысл ее выясняется следующим образом. Полагая в общем случае

$$\gamma = \alpha + j\beta, \tag{2.38}$$

например, для электрического поля в линии получаем:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_m(x, y)\,e^{-\alpha z}\,e^{j(\omega t-\beta z)}. \tag{2.39}$$

Величина α обусловливает затухание волны, т. е. уменьшение амплитуды вдоль оси z; β является фазовой постоянной. Следовательно, при чисто мнимой величине γ волна распространяется вдоль линии без затухания. При чисто действительной γ распространения волны не происходит. Электромагнитное поле затухает при этом вдоль оси z по экспоненциальному закону без сдвига по фазе.

Фазовая скорость волны, распространяющейся по линии, имеет смысл скорости перемещения вдоль оси z «гребня» электрического или магнитного поля или любого другого волнового фронта, характеризующегося постоянством фазы волны. Из условия постоянства фазы в выражении (2.39) следует записать:

$$\omega t - \beta z = \text{const}.$$

Дифференцируя последнее выражение, получаем:

$$\omega\, dt = \beta dz; \quad \frac{dz}{dt} = \frac{\omega}{\beta}.$$

Таким образом, фазовая скорость волны $v_ф$ в самом общем случае определяется уравнением

$$v_ф = \frac{\omega}{\beta}. \tag{2.40}$$

Понятие фазовой скорости применимо только к монохроматическому колебанию, т. е. к чисто синусоидальной волне, характеризуемой одним значением частоты ω.

Чтобы учесть все возможные решения, не следует заранее полагать фазовую скорость волны равной скорости света в свободном пространстве. Тогда по смыслу понятия длины волны, как пути, пройденного волной за период T, можно записать:

$$v_ф = \frac{\lambda_в}{T} = \lambda_в \nu = \lambda_в \frac{\omega}{2\pi}, \tag{2.41}$$

где ν — частота колебаний, *гц*;

$\lambda_в$ — длина волны при данной частоте в рассматриваемой передающей линии.

Индекс «в», который будет использоваться в дальнейшем, относится к слову «волновод».

Через λ без индекса будет обозначаться длина волны в свободном пространстве, не заполненном диэлектриком. Это волна подразумевается всегда при указании параметров генераторов, радиостанций, при градуировке резонансных волномеров и т. д.

Следует отметить, что, допуская в общем случае неравенство фазовых скоростей в данной передающей линии и в свободном пространстве, необходимо допустить и неравенство

соответствующих длин волн $\lambda_в$ и λ. Тем самым необходимо отказаться от привычного постоянства длины волны, как константы, однозначно характеризующей источник колебаний и полностью заменяющей частоту. Необходимость такого отказа будет ясна из последующего изложения.

Сопоставляя выражения (2.40) и (2.41), получаем:

$$\beta = \frac{2\pi}{\lambda_в}. \qquad (2.42)$$

Фазовая постоянная β, входящая в уравнения (2.38) — (2.40) и (2.42), характеризует изменение электромагнитного поля в продольном сечении рассматриваемой линии и часто называется *продольным волновым числом.*

Для нахождения величины фазовой скорости обратимся снова к волновым уравнениям (2.14) и (2.15). Зависимость поля от координаты z определяется по выражению (2.36). Производя его дифференцирование по z и подставляя результат в (2.14), для вектора электрического поля получаем:

$$\frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial y^2} + \gamma^2 \mathbf{E} + k^2 \mathbf{E} = 0.$$

Первые два члена в этом уравнении представляют двухмерный лапласиан в плоскости поперечного сечения линии. Введем обозначение

$$\nabla^2_{xy} \mathbf{E} = \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial y^2}. \qquad (2.43)$$

Используя это в предыдущем выражении, получим:

$$\nabla^2_{xy} \mathbf{E} + (k^2 + \gamma^2)\, \mathbf{E} = 0. \qquad (2.44)$$

Аналогично для вектора H:

$$\nabla^2_{xy} \mathbf{H} + (k^2 + \gamma^2)\, \mathbf{H} = 0. \qquad (2.45)$$

Полученные уравнения могут быть использованы для определения фазовой скорости в произвольной передающей линии. Ограничимся режимом распространения волн без затухания, т. е. случаем $\gamma = j\beta$. Тогда проводимость среды σ следует положить равной нулю. Диэлектрическая проницаемость ε' в выражении (2.8) оказывается равной ε. Постоянная k из уравнения (2.13) определяется теперь соотношением

$$k^2 = \omega^2 \varepsilon \varepsilon_0 \mu \mu_0. \qquad (2.46)$$

Рассмотрим два наиболее типичных случая. Обратимся сначала к распространению плоской волны в пространстве, не ограниченном проводниками. Тогда

$$\mathbf{E} \neq f(x, y); \ \mathbf{H} \neq f(x, y)$$

и, следовательно,

$$\nabla_{xy}^2 \mathbf{E} = 0; \ \nabla_{xy}^2 \mathbf{H} = 0. \tag{2.47}$$

Согласно волновым уравнениям (2.44) и (2.45) при поле, отличном от нуля, условие (2.47) дает:

$$k^2 + \gamma^2 = 0; \quad k^2 - \beta^2 = 0; \quad k = \beta.$$

Отрицательный знак в последнем выражении не учтен, так как он соответствует лишь изменению направления движения волны. Величина k известна из (2.46). Следовательно, для плоской однородной волны в пространстве, не ограниченном проводниками,

$$\beta = k = \omega \sqrt{\varepsilon\varepsilon_0\mu\mu_0},$$

откуда в соответствии с определением β по (2.40) имеем:

$$v_ф = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon\varepsilon_0\mu\mu_0}} = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon\mu}}. \tag{2.48}$$

Этот результат, известный из основ электротехники, получен как частный случай общей теории. Для свободного пространства при $\varepsilon = \mu = 1$ фазовая скорость волн равна скорости света c:

$$c = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}}; \quad c \cong 3 \cdot 10^8 \ м/сек. \tag{2.49}$$

Согласно соотношениям (2.46) и (2.49)

$$k = \frac{\omega}{c}\sqrt{\varepsilon\mu} = \frac{2\pi}{\lambda}\sqrt{\varepsilon\mu}. \tag{2.50}$$

Тем самым выясняется физический смысл постоянной k, формально введенной ранее в волновые уравнения. Она является продольным волновым числом для пространства, не ограниченного проводниками.

Перейдем к рассмотрению второго, более общего случая передающей линии. Выясним, могут ли по линии распространяться волны, фазовая скорость которых отличается от скорости света. Согласно выражениям (2.44) и (2.45), неравенство волновых чисел k и β, необходимое для существования волн с длиной волны $\lambda_в$, отличной от λ, может быть удовлетворено лишь при условии

$$\nabla_{xy}^2 \mathbf{E} \neq 0; \quad \nabla_{xy}^2 \mathbf{H} \neq 0. \tag{2.51}$$

При этом $k^2+\gamma^2 \neq 0$ и $k^2-\beta^2 \neq 0$. Введем обозначение

$$k^2 - \beta^2 = k^2{}_{\text{кр}} \tag{2.52}$$

или

$$\gamma^2 = -k^2 + k^2_{\text{кр}}. \tag{2.53}$$

Через $k^2{}_{\text{кр}}$ в этих выражениях обозначена некоторая, пока формально введенная константа, не равная в рассматриваемом случае нулю.

Поскольку $k = \frac{2\pi}{\lambda}\sqrt{\varepsilon\mu}$ и $\beta = \frac{2\pi}{\lambda_{\text{в}}}$, то из соображений размерностей можно обозначить:

$$k_{\text{кр}} = \frac{2\pi}{\lambda_{\text{кр}}}, \tag{2.54}$$

где $\lambda_{\text{кр}}$ — новый, пока произвольный параметр, имеющий размерность длины*. Индекс «кр» указывает на «критический» характер констант $k_{\text{кр}}$ и $\lambda_{\text{кр}}$, которые, как будет показано дальше, определяют саму возможность распространения волны по линии.

Подставляя выражение (2.54) в (2.52), получаем:

$$\left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 \varepsilon\mu - \left(\frac{2\pi}{\lambda_{\text{в}}}\right)^2 = \left(\frac{2\pi}{\lambda_{\text{кр}}}\right)^2.$$

Отсюда легко получить важное уравнение, определяющее длину волны во всякой однородной передающей линии:

$$\lambda_{\text{в}} = \frac{\lambda}{\sqrt{\varepsilon\mu - \left(\frac{\lambda}{\lambda_{\text{кр}}}\right)^2}}. \tag{2.55}$$

Большое практическое значение имеет случай диэлектрика, для которого $\varepsilon=\mu=1$ (вакуум или, практически, воздух). Тогда

$$\lambda_{\text{в}} = \frac{\lambda}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_{\text{кр}}}\right)^2}}. \tag{2.56}$$

Из уравнений (2.55) и (2.56) можно определить фазовую скорость волны, распространяющейся по передающей линии:

$$v_{\text{ф}} = \lambda_{\text{в}}\nu;$$

$$v_{\text{ф}} = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon\mu - \left(\frac{\lambda}{\lambda_{\text{кр}}}\right)^2}}. \tag{2.57}$$

---

* Случай, когда $\lambda_{\text{кр}}$ является мнимой величиной и $k^2{}_{\text{кр}} < 0$, рассматривается в гл. 11, посвященной замедляющим системам.

В случае вакуумного наполнения имеем:

$$v_ф = \frac{c}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_{кр}}\right)^2}}. \qquad (2.58)$$

Вместо константы $\lambda_{кр}$ иногда оказывается удобным ввести новую константу $\nu_{кр}$, имеющую размерность частоты и связанную со скоростью света в свободном пространстве соотношением

$$\nu_{кр} = \frac{c}{\lambda_{кр}}. \qquad (2.59)$$

Тогда при вакуумном наполнении линии уравнение (2.58) дает:

$$v_ф = \frac{c}{\sqrt{1 - \left(\frac{\nu_{кр}}{\nu}\right)^2}}. \qquad (2.60)$$

Полученные уравнения показывают, что в общем случае фазовая скорость электромагнитных волн, направляемых передающей линией, может отличаться от скорости света. Далее, фазовая скорость зависит от частоты колебаний. По аналогии с оптикой, в этом случае следует говорить о *дисперсии*. Существование дисперсии, т. е. зависимости фазовой скорости волны от частоты, играет важнейшую роль в технике СВЧ и особенно в электровакуумных приборах СВЧ. Это явление будет рассмотрено подробнее в дальнейшем.

При вакуумном наполнении волновода фазовая скорость волны согласно уравнению (2.58) всегда превышает скорость света c. Разумеется, никакого конфликта с теорией относительности здесь не происходит. Как и в случае любых волн, фазовую скорость легко измерить, например, интерференционными методами, т. е. просто создавая стоячую волну. Что касается скорости передачи сигнала или скорости движения энергии по линии, то она по релятивистским принципам не может превышать скорости света. Этот вопрос заслуживает особого рассмотрения (см. § 2.6).

§ 2.4. ДИСПЕРСИЯ В ПЕРЕДАЮЩИХ ЛИНИЯХ СВЧ

Проанализируем дисперсионные уравнения (2.55) — (2.58) и (2.60), характеризующие зависимости $v_ф = f(\lambda)$, $\lambda_в = f(\lambda)$ и $v_ф = f(\nu)$.

На рис. 2.2 показан график $\frac{\lambda_в}{\lambda} = f\left(\frac{\lambda}{\lambda_{кр}}\right)$, построенный по уравнению (2.56). Зависимость $\frac{v_ф}{c} = f\left(\frac{\nu}{\nu_{кр}}\right)$, определяемая уравнением (2.60), изображена графически на рис. 2.3.

При длине волны в свободном пространстве λ, много меньшей константы $\lambda_{кр}$, согласно выражению (2.56), длина волны в линии $\lambda_в$ стремится к λ. Фазовая скорость при этом, как показывает соотношение (2.58), стремится к скорости света c. При $\lambda=\lambda_{кр}$ и $\nu=\nu_{кр}$ знаменатель выражений (2.56), (2.58) и (2.60) обращается в нуль. Длина волны $\lambda_в$ и фазовая скорость $v_ф$ стремятся к бесконечности. Наконец при $\lambda>\lambda_{кр}$ и $\nu<\nu_{кр}$ выражения фазовой скорости и длины волны становятся мнимыми.

Смысл мнимых величин $\lambda_в$ и $v_ф$ легко выявляется из выражений (2.36), (2.38), (2.40) и (2.42). При этих условиях фазовая постоянная β также становится мнимой, и постоянная распространения γ становится действительной величиной. В результате поле в волноводе затухает по экспоненциальному закону вдоль оси z без изменения по фазе, и распространение волны прекращается. Следует особо подчеркнуть, что это затухание в данном случае не обусловлено потерями в волноводе, поскольку в самом начале параграфа было предположено $\gamma=j\beta$ и $\alpha=0$.

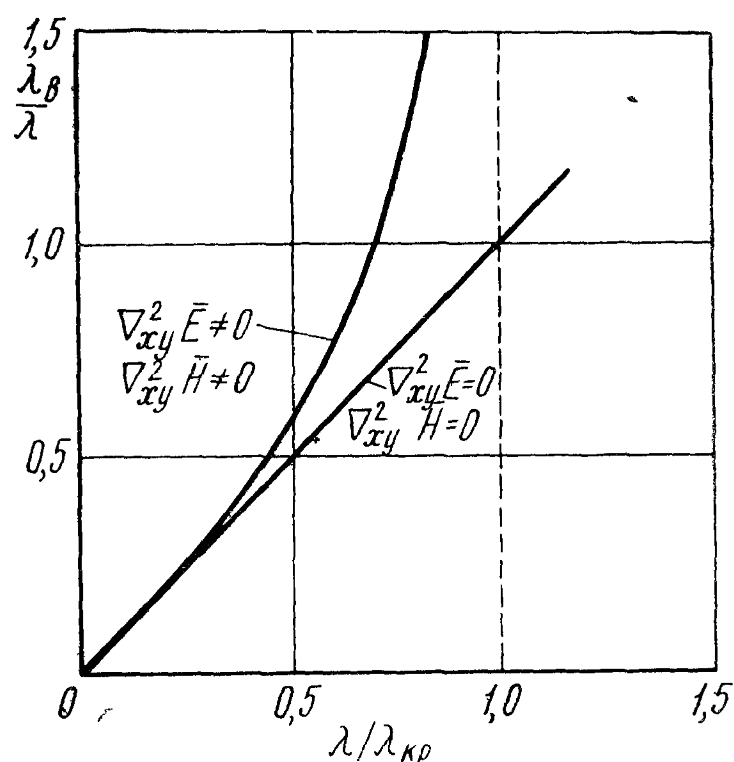


Рис. 2.2. Зависимость длины волны в передающей линии от длины волны в свободном пространстве в случае вакуумного наполнения линии ($\varepsilon=\mu=1$)

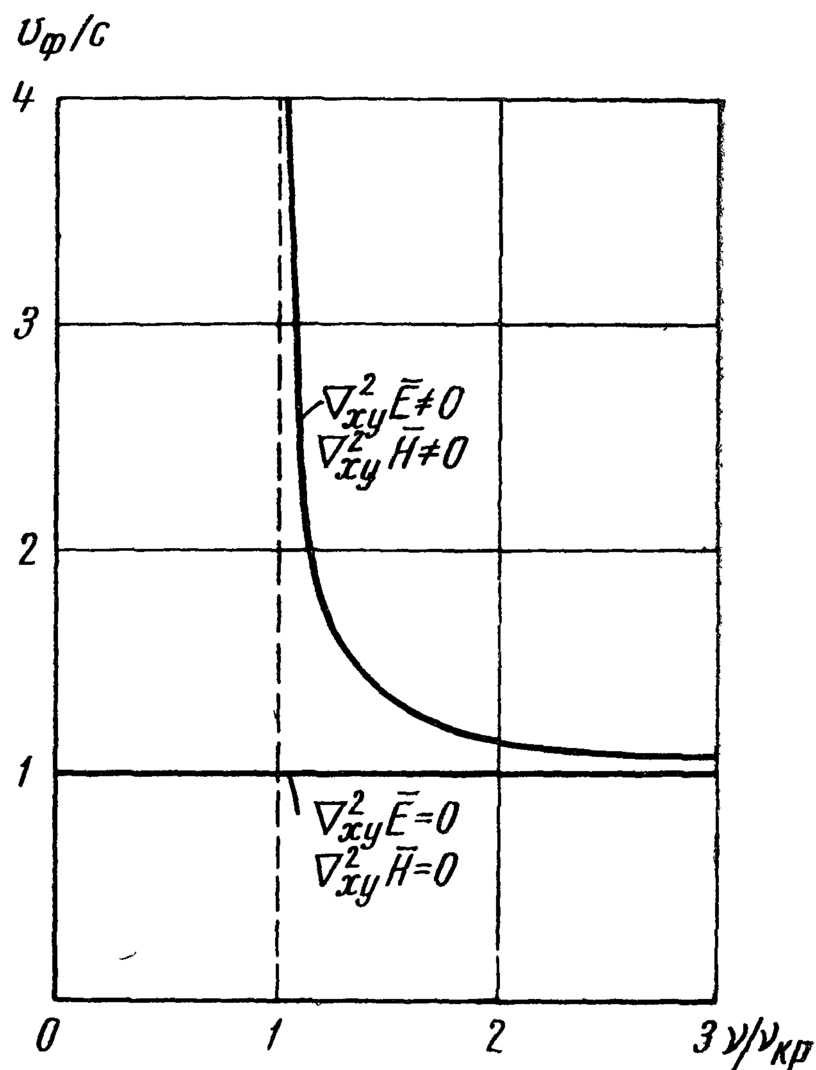


Рис. 2.3. Зависимость фазовой скорости волны в передающей линии от частоты в случае вакуумного наполнения ($\varepsilon=\mu=1$)

Таким образом, величина $\lambda_{кр}$, введенная формально, имеет совершенно определенный физический смысл. Она является *критической* или *предельной* длиной волны, измеренной в свободном пространстве, при которой прекращается передача волн по линии

в случае *вакуумного* наполнения ($\varepsilon=1$, $\mu=1$). Соответственно величина $\nu_{кр}$ должна рассматриваться как критическая частота. Влияние диэлектрического наполнения на распространение волн будет рассмотрено в § 5. 5.

Из рассмотренных соотношений можно сделать важный вывод. Условиями распространения волн по всякой линии являются неравенства

$$\lambda < \lambda_{кр}; \tag{2.61}$$

$$\nu > \nu_{кр}. \tag{2.62}$$

Диапазон волн $\lambda > \lambda_{кр}$ и частот $\nu < \nu_{кр}$ называется *областью отсечки*. В этом режиме линия с волной рассматриваемого типа не может быть использована для передачи энергии.

Критическая длина волны и критическая частота зависят от размеров и конфигурации проводников в поперечном сечении линии и от формы силовых линий электрического и магнитного полей. Это видно из того обстоятельства, что в основе дисперсионных уравнений лежат условия $\nabla^2_{xy} E \neq 0$, $\nabla^2_{xy} H \neq 0$. Однако величины $\nu_{кр}$ и $\lambda_{кр}$ никак не зависят от частоты колебаний генератора, энергия которого передается по рассматриваемой линии.

Таким образом, полученные зависимости указывают на существование двух классов электромагнитных волн. С одной стороны, возможны волны, не имеющие дисперсии, для которых фазовая скорость равна скорости света и не зависит от частоты. Критическая длина волны для них равна бесконечности, критическая частота равна нулю. Условием распространения таких волн является равенство нулю лапласианов электрического и магнитного полей в поперечном сечении линии.

С другой стороны, имеется класс волн, обладающих резко выраженной дисперсией при фазовой скорости, превышающей скорость света в данном диэлектрике. Эти волны могут распространяться лишь на частотах выше некоторой критической частоты, являющейся константой для данной линии при данной конфигурации поля. Критерием существования таких волн является неравенство нулю лапласианов поля в плоскости поперечного сечения линии, т. е. условие (2.51).

Дисперсия волн в волноводных линиях СВЧ обладает двумя характерными особенностями.

Как видно из рис. 2.3, фазовая скорость волны уменьшается с ростом частоты. Такая же закономерность, наблюдаемая в оптике при прохождении света через большинство веществ, называется *нормальной дисперсией*. Напротив, *аномальная дисперсия* в оптике соответствует случаю, когда на некотором участке частот фазовая скорость растет с увеличением частоты. Указанные термины принято использовать также и применительно к передающим линиям

СВЧ. Таким образом, можно утверждать, что дисперсия волн в однородных волноводах является нормальной.

Можно отметить и другое обстоятельство, играющее, на первый взгляд, второстепенную роль и являющееся почти самоочевидным. Направление фазовой скорости в волноводах совпадает с направлением движения энергии. Условимся в дальнейшем называть такую дисперсию *положительной* или *прямой*, в противовес *отрицательной* или *обратной* дисперсии, при которой фазовая скорость направлена навстречу движению энергии. Понятия положительной и отрицательной дисперсии применяют в таком виде только в технике сверхвысоких частот.

Следовательно, в рассмотренных передающих линиях СВЧ (волноводах) существует нормальная, положительная (прямая) дисперсия. Напомним, что все рассуждения были основаны на предположении об однородности передающей линии. Как будет показано в дальнейшем, при некоторых условиях в неоднородных линиях СВЧ (в периодических замедляющих системах) может иметь место аномальная отрицательная (обратная) дисперсия, играющая важную роль в современных электронных приборах СВЧ.

§ 2.5. СВОЙСТВА ДИСПЕРСНЫХ ВОЛН

Наибольший интерес для дальнейшего изложения представляют волны с дисперсией, которые могут существовать лишь при достаточно высоких частотах. Обратимся к особенностям структуры поля этих волн.

В начале анализа общих свойств передающих линий в § 2.1 было предположено, что существуют все шесть составляющих электрического и магнитного полей по трем осям координат. Однако следует учесть, что в обычных передающих линиях (двухпроводных, коаксиальных) и в свободном пространстве поля имеют чисто поперечный характер и продольные составляющие E_z и H_z в них отсутствуют. Поэтому представляет интерес вопрос, должно ли выполняться равенство нулю составляющих E_z и H_z также и в линиях дисперсионного типа.

Для ответа на этот вопрос снова обратимся к исходным уравнениям Максвелла для гармонически изменяющихся полей. Если отвлечься от активной проводимости среды, заполняющей пространство между проводниками линии, то уравнения (2.6) и (2.7) могут быть переписаны в виде

$$\operatorname{rot} \mathbf{H} = j\,\omega\varepsilon\varepsilon_0\,\mathbf{E}; \qquad (2.63)$$

$$\operatorname{rot} \mathbf{E} = -j\,\omega\mu\mu_0\,\mathbf{H}. \qquad (2.64)$$

Раскладывая выражения роторов по осям координат, получаем:

$$\operatorname{rot} \mathbf{E} = \begin{vmatrix} \mathbf{e}_x & \mathbf{e}_y & \mathbf{e}_z \\ \frac{\partial}{\partial x} & \frac{\partial}{\partial y} & \frac{\partial}{\partial z} \\ E_x & E_y & E_z \end{vmatrix};$$

$$\operatorname{rot}_x \mathbf{E} = \frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} = -j\,\omega\mu\mu_0 H_x;$$

$$\operatorname{rot}_y \mathbf{E} = \frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} = -j\,\omega\mu\mu_0 H_y;$$

$$\operatorname{rot}_z \mathbf{E} = \frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} = -j\,\omega\mu\mu_0 H_z;$$

$$\operatorname{rot}_x \mathbf{H} = \frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} = j\,\omega\varepsilon\varepsilon_0 E_x;$$

$$\operatorname{rot}_y \mathbf{H} = \frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} = j\,\omega\varepsilon\varepsilon_0 E_y;$$

$$\operatorname{rot}_z \mathbf{H} = \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} = j\,\omega\varepsilon\varepsilon_0 E_z.$$

Вычислим из этих уравнений составляющие электрического и магнитного полей, используя известную зависимость от координаты z по выражению (2.35). После дифференцирования его по z имеем:

$$E_x = -j\,\frac{1}{\omega\varepsilon\varepsilon_0}\left(\frac{\partial H_z}{\partial y} + \gamma H_y\right); \tag{2.65}$$

$$E_y = j\,\frac{1}{\omega\varepsilon\varepsilon_0}\left(\gamma H_x + \frac{\partial H_z}{\partial x}\right); \tag{2.66}$$

$$E_z = -j\,\frac{1}{\omega\varepsilon\varepsilon_0}\left(\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y}\right); \tag{2.67}$$

$$H_x = j\,\frac{1}{\omega\mu\mu_0}\left(\frac{\partial E_z}{\partial y} + \gamma E_y\right); \tag{2.68}$$

$$H_y = -j\,\frac{1}{\omega\mu\mu_0}\left(\gamma E_x + \frac{\partial E_z}{\partial x}\right); \tag{2.69}$$

$$H_z = j\,\frac{1}{\omega\mu\mu_0}\left(\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y}\right). \tag{2.70}$$

Выразим поперечные составляющие поля через продольные составляющие. Для этого подставим соотношение (2.66) в (2.68):

$$H_x = \frac{1}{k^2 + \gamma^2}\left(j\,\omega\varepsilon\varepsilon_0 \frac{\partial E_z}{\partial y} - \gamma \frac{\partial H_z}{\partial x}\right). \qquad (2.71)$$

Аналогично для других поперечных составляющих получаем:

$$H_y = -\frac{1}{k^2 + \gamma^2}\left(j\,\omega\varepsilon\varepsilon_0 \frac{\partial E_z}{\partial x} + \gamma \frac{\partial H_z}{\partial y}\right); \qquad (2.72)$$

$$E_x = -\frac{1}{k^2 + \gamma^2}\left(j\,\omega\mu\mu_0 \frac{\partial H_z}{\partial y} + \gamma \frac{\partial E_z}{\partial x}\right); \qquad (2.73)$$

$$E_y = \frac{1}{k^2 + \gamma^2}\left(j\,\omega\mu\mu_0 \frac{\partial H_z}{\partial x} - \gamma \frac{\partial E_z}{\partial y}\right). \qquad (2.74)$$

Из уравнений (2.71) — (2.74) следует, что при равенстве нулю обеих продольных составляющих E_z и H_z поперечные составляющие могут быть отличными от нуля только при условии

$$k^2 + \gamma^2 = 0; \quad k = \beta.$$

Это условие уже встречалось ранее и соответствует волнам без дисперсии, подчиняющимся соотношениям $\nabla^2_{xy}\mathbf{E}=0$; $\nabla^2_{xy}\mathbf{H}=0$. Таким образом, доказано, что чисто поперечные волны не могут иметь дисперсии.

В общем же случае при одновременном существовании поперечных составляющих и хотя бы одной продольной, как показывают полученные уравнения, должно соблюдаться неравенство $k^2+\gamma^2\neq 0$. Выше было показано, что это соответствует условию дисперсии. Отсюда следует, что волны, обладающие дисперсией, должны иметь хотя бы одну продольную составляющую, отличную от нуля. Поэтому электромагнитные поля в волноводах имеют значительно более сложную структуру, чем волны недисперсного типа.

Рассмотрим физический смысл неравенств $\nabla^2_{xy}\mathbf{E}\neq 0$; $\nabla^2_{xy}\mathbf{H}\neq 0$, являющихся критериями существования дисперсии и одновременно критериями существования продольных составляющих поля. Сравним эти неравенства с уравнениями статических электрического и магнитного полей.

При $\mathbf{E}\neq f(t)$; $\mathbf{H}\neq f(t)$ и при $\sigma=0$ уравнения Максвелла (2.6) и (2.7) приобретают вид

$$\mathrm{rot}\,\mathbf{E} = 0; \ \mathrm{rot}\,\mathbf{H} = 0.$$

Беря ротор этих выражений, получаем:

$$\mathrm{grad}\,\mathrm{div}\,\mathbf{E} - \nabla^2\mathbf{E} = 0; \qquad \mathrm{grad}\,\mathrm{div}\,\mathbf{H} - \nabla^2\mathbf{H} = 0.$$

В силу равенства нулю дивергенций поля уравнения статических полей сводятся к обычным уравнениям Лапласа:

$$\nabla^2 \mathbf{E} = 0; \quad \nabla^2 \mathbf{H} = 0.$$

Очевидно, уравнения плоских статических полей будут иметь вид:

$$\nabla^2_{xy} \mathbf{E} = 0; \quad \nabla^2_{xy} \mathbf{H} = 0.$$

Последние уравнения полностью совпадают с полученными условиями отсутствия дисперсии и отсутствия продольных составляющих высокочастотного поля в передающей линии. Это позволяет сделать вывод, что условием отсутствия дисперсии в линии является такая структура высокочастотных полей, которая в плоскости фронта волны (в поперечном сечении) в точности совпадает со структурой статических электрического и магнитного полей, созданных в той же линии*, и не зависит от частоты.

Наоборот, критерии $\nabla^2_{xy} \mathbf{E} \neq 0$, $\nabla^2_{xy} \mathbf{H} \neq 0$, присущие волнам с дисперсией, указывают на невозможность получения статических полей, которые в поперечном сечении передающей линии имели бы такую же форму силовых линий, как поле рассматриваемой волны в фиксированный момент времени. Отсюда становится ясно, что для определения, может ли какая-либо линия передавать волны без дисперсии, необходимо проверить, можно ли расположить на ее проводниках статические заряды или пропустить по линии в двух направлениях постоянный ток. Если это невозможно, то линия может передавать лишь волны, имеющие дисперсию.

Обратное утверждение, сводящееся к тому, что линия, на проводниках которой можно расположить статические электрические заряды, обязательно должна иметь волны без дисперсии, также справедливо в большинстве случаев, но не является вполне строгим. Можно показать, что исключение составляют линии, имеющие неоднородность диэлектрического заполнения в плоскости поперечного сечения.

Нетрудно видеть, что полые трубы (волноводы) с любой формой сечения могут передавать по пространству внутри трубы только волны с дисперсией. В самом деле, внутри трубы с проводящими стенками, не имеющей внутренних проводников, нельзя создать статические электрическое и магнитное поля на сколь

* Точное совпадение формы электрических и магнитных силовых линий высокочастотного поля в поперечном сечении линии при условии $\nabla^2_{xy}\mathbf{E}=0$; $\nabla^2_{xy}\mathbf{H}=0$ с формой силовых линий статических электрического и магнитного полей следует из единственности решения задачи Дирихле при заданных граничных условиях.

угодно большом расстоянии от конца трубы. Свойства волноводов, таким образом, должны сильно отличаться от свойств обычных длинных линий.

Двухпроводная, коаксиальная и другие многопроводные линии с однородным диэлектрическим заполнением, согласно полученному критерию, могут возбуждаться на волнах, не обладающих дисперсией и не имеющих отсечки. Передача энергии по этим линиям возможна на любых частотах, включая постоянный ток. Из этого не вытекает, однако, что, например, по коаксиальной линии не могут распространяться дисперсные волны, присущие волноводам. Можно лишь заранее предсказать, что в коаксиальной линии возбуждение дисперсных волн возможно лишь начиная с достаточно высоких частот. В дальнейшем волны дисперсных типов в коаксиальных линиях будут разобраны особо (см. гл. 4).

§ 2.6. ГРУППОВАЯ СКОРОСТЬ ВОЛН И СКОРОСТЬ ПЕРЕМЕЩЕНИЯ ЭНЕРГИИ

В связи с тем, что фазовая скорость волн в общем случае может быть больше скорости света, возникает законный вопрос о скорости передачи сигнала и о скорости передвижения энергии по линии. Очевидно, что в силу релятивистских принципов эти скорости не могут превышать скорость света в свободном пространстве.

Рассмотрим распространение по передающей линии сигнала в виде цуга электромагнитных волн конечной продолжительности. По существу только в этом случае (при наличии модуляции) может быть рассмотрен вопрос о скорости передачи сигнала по линии.

Выберем два колебания с близко расположенными частотами ω_1 и ω_2, входящие в спектр амплитудно-модулированного сигнала. Представим электрическое поле волн, распространяющихся по линии в направлении оси z, в форме

$$\mathrm{E}_1 = \mathrm{E}_{1m}\, e^{j\omega_1 t - \gamma_1 z}; \quad \mathrm{E}_2 = \mathrm{E}_{2m}\, e^{j\omega_2 t - \gamma_2 z}.$$

Положив для простоты $\mathrm{E}_{1m} = \mathrm{E}_{2m} = \mathrm{E}_m$, можно записать суммарное поле в виде

$$\mathrm{E} = \mathrm{E}_m\, e^{j\omega_1 t - \gamma_1 z} \left\{1 + e^{j(\omega_2 - \omega_1)t - (\gamma_2 - \gamma_1) z}\right\}.$$

Обозначим разность частот и разность постоянных распространения через

$$\omega_2 - \omega_1 = \delta\omega; \quad \gamma_2 - \gamma_1 = \delta\gamma,$$

причем будем полагать $\delta\omega \ll \omega_1$; $\delta\gamma \ll \gamma_1$.

Имея в виду волны распространяющегося типа, нужно положить $\gamma_1 = j\beta_1$; $\delta\gamma = j\delta\beta$. Выражение электрического поля в линии приводится тогда к виду

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_m \left\{1 + e^{j(\delta\omega t - \delta\beta z)}\right\} e^{j(\omega_1 t - \beta_1 z)} = \mathbf{E}_m' e^{j(\omega_1 t - \beta_1 z)}.$$

Это уравнение описывает волну, несущая частота которой совпадает с частотой одной из рассмотренных волн, а амплитуда медленно изменяется между нулем и $2\mathbf{E}_m$. Таким образом, по линии перемещается волновой пакет.

Рассмотрим перемещение фиксированной точки, например «гребня» этого пакета. Условие постоянства выбранной точки можно записать в виде

$$\delta\omega t - \delta\beta z = \text{const}.$$

Дифференцируя последнее выражение, как и при определении фазовой скорости, находим скорость перемещения пакета, обычно называемую *групповой скоростью* $v_{\text{гр}}$:

$$v_{\text{гр}} = \frac{dz}{dt} = \frac{\delta\omega}{\delta\beta}.$$

Рассматривая непрерывный частотный спектр модулированного колебания, в пределе можно записать:

$$v_{\text{гр}} = \frac{d\omega}{d\beta}. \qquad (2.75)$$

Таким образом, групповая скорость волн, распространяющихся по линии, в общем случае не совпадает по величине с фазовой скоростью, описываемой уравнением (2.40)*.

Для сравнения фазовой и групповой скоростей рассмотрим сначала простейший случай распространения волн в пространстве, не ограниченном проводниками. Как было показано ранее, для такого пространства фазовая скорость

$$v_{\text{ф}} = \frac{\omega}{k} = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon\varepsilon_0\mu\mu_0}}.$$

Групповая скорость волн в пространстве, не ограниченном проводниками, определяемая по формуле (2.75), равна

$$v_{\text{гр}} = \frac{d\omega}{dk} = \frac{1}{\frac{d}{d\omega}\left(\omega\sqrt{\varepsilon\varepsilon_0\mu\mu_0}\right)} = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon\varepsilon_0\mu\mu_0}} = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon\mu}}. \qquad (2.76)$$

---

* Заметим, что выражения (2.40) и (2.75) фазовой и групповой скоростей применимы и к другим волновым процессам, совершенно не связанным с электродинамикой (например к волнам на поверхности жидкости и т. п.).

Таким образом, в рассматриваемом случае фазовая и групповая скорости одинаковы. Последнее становится ясно, если вспомнить об отсутствии дисперсии и, следовательно, о движении всех составляющих волнового пакета с одинаковой скоростью.

В случае передающих линий, обладающих дисперсией, групповая скорость может быть определена из выражения (2.75) с помощью уравнений (2.40) и (2.57). Найдем производную

$$\frac{d\beta}{d\omega} = \frac{\sqrt{\varepsilon\varepsilon_0\mu\mu_0}}{\sqrt{1 - \frac{\omega_{кр}^2}{\omega^2\varepsilon\mu}}},$$

где $\omega_{кр}$ — критическая круговая частота, связанная с критической длиной волны выражением (2.59) и обычным соотношением

$$\omega_{кр} = 2\pi\nu_{кр}.$$

Отсюда

$$v_{гр} = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon\mu}} \sqrt{1 - \frac{\lambda^2}{\lambda_{кр}^2 \varepsilon\mu}}. \qquad (2.77)$$

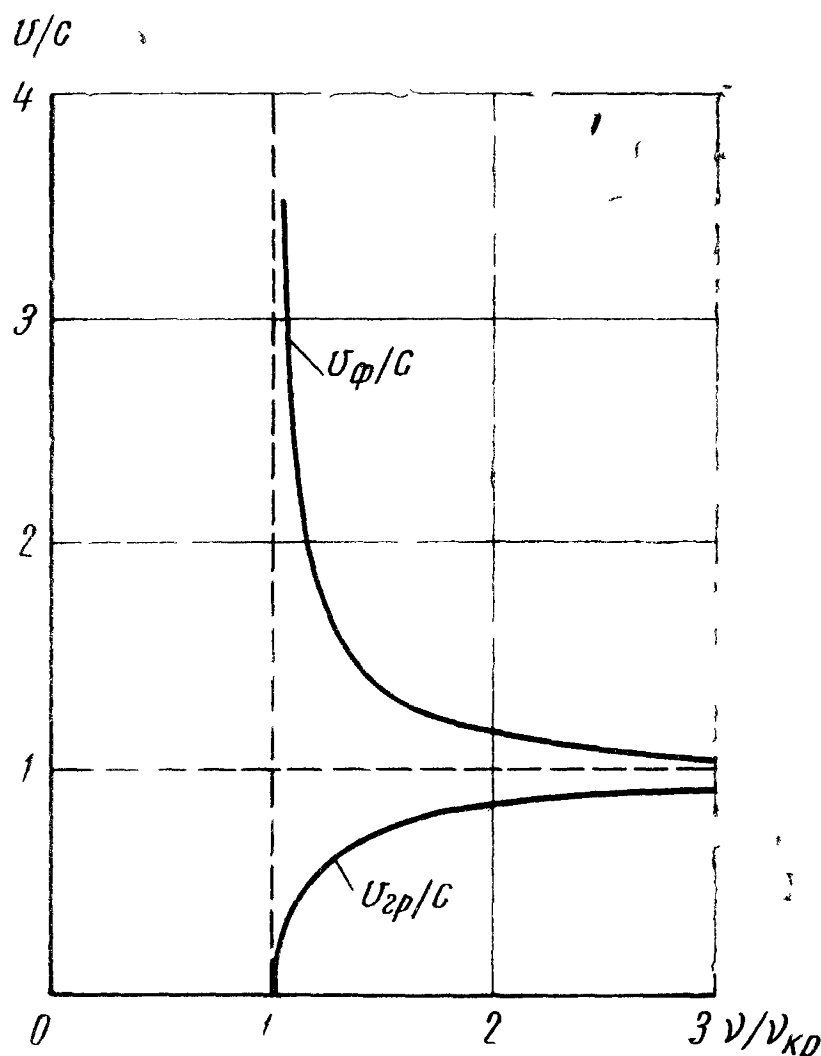


Рис. 2.4. Зависимость групповой скорости волн в дисперсионной передающей линии от частоты при вакуумном наполнении ($\varepsilon = \mu = 1$)

Уравнение (2.77) показывает, что групповая скорость меньше скорости света в данном диэлектрике и стремится к нулю при

$$\lambda \to \lambda_{кр}\sqrt{\varepsilon\mu}.$$

Выражения групповой и фазовой скоростей по уравнениям (2.77) и (2.57) имеют одинаковый (положительный) знак, что подтверждает замечание, сделанное в § 2.4, о положительной дисперсии однородных передающих линий СВЧ.

График изменения групповой скорости в зависимости от частоты приведен на рис. 2.4. Для сравнения на том же рисунке показана обсуждавшаяся ранее зависимость фазовой скорости от частоты.

Можно показать, что групповая скорость, определяемая по формулам (2.75) и (2.77), всегда равна скорости движения энергии по волноводу. Общее соотношение, которое следует использовать при определении скорости перемещения энергии $v_э$, можно записать в очевидной форме:

$$v_э = \frac{P}{W_1}, \tag{2.78}$$

где P — полный поток мощности через поперечное сечение линии;
W_1 — количество энергии, содержащейся в бегущей волне на единицу длины линии*. Таким образом,

$$v_э = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon\mu}} \sqrt{1 - \frac{\lambda^2}{\lambda_{кр}^2 \varepsilon\mu}}. \tag{2.79}$$

Уравнение групповой скорости еще раз раскрывает смысл дисперсии. В результате дисперсии скорость отдельных монохроматических составляющих сигнала различна. Сигнал может «расплываться», особенно в случае коротких импульсов, частотный спектр которых сравним с несущей частотой. Однако следует иметь в виду, что уравнение групповой скорости (2.75) полностью справедливо лишь для узкого частотного спектра, не сравнимого с частотой колебаний.

Для современных волноводных устройств дисперсия проявляется, главным образом, не в изменении формы сигнала, а в быстром изменении электрической длины линии при работе в некотором диапазоне частот**.

§ 2.7. ТИПЫ ВОЛН, РАСПРОСТРАНЯЮЩИХСЯ ПО ПЕРЕДАЮЩИМ ЛИНИЯМ

Анализ общего случая распространения волн по передающей линии показал, что существуют два класса волн.

К первому классу относятся волны, которые

имеют только поперечные составляющие поля;

не обладают дисперсией;

не имеют критической частоты (конечной критической длины волны) и могут поэтому распространяться на всех частотах, вклю-

---

* Скорость $v_э$, определяемую соотношением (2.78), можно сравнить со скоростью протекания жидкости по трубе неизменного сечения. Величина P аналогична массе жидкости, вытекающей из трубы за 1 *сек*; величина W_1 аналогична массе жидкости, которая содержится в трубе единичной длины.

** Под электрической длиной линии обычно подразумевается отношение геометрической длины линии к длине волны в той же линии или соответствующая величина в градусах. По этому вопросу см. гл. 7.

чая постоянный ток. Такие волны называют *поперечными электромагнитными* или волнами *типа ТЕМ*. К числу волн типа ТЕМ относятся волны в свободном пространстве, а также волны основного или фундаментального типа в двухпроводных, коаксиальных и некоторых других передающих линиях.

Исходя из соотношений (2.65) — (2.70), нетрудно получить общие уравнения волн типа ТЕМ, положив $E_z = H_z = 0$. Эти уравнения приобретают вид

$$E_x = -j \frac{\gamma}{\omega \varepsilon \varepsilon_0} H_y; \tag{2.80}$$

$$E_y = j \frac{\gamma}{\omega \varepsilon \varepsilon_0} H_x; \tag{2.81}$$

$$H_x = j \frac{\gamma}{\omega \mu \mu_0} E_y; \tag{2.82}$$

$$H_y = -j \frac{\gamma}{\omega \mu \mu_0} E_x. \tag{2.83}$$

Второй класс волн в передающих линиях характеризуется:

наличием не только поперечных, но и продольных составляющих поля;

существованием дисперсии;

существованием конечной критической длины волны (конечной критической частоты). Распространение волн второго класса возможно только на частотах, удовлетворяющих неравенству $\nu > \nu_{кр}$.

Для классификации дисперсных волн полезно снова обратиться к уравнениям (2.71) — (2.74). Все поперечные составляющие поля являются суммой двух функций, каждая из которых зависит или от E_z, или от H_z. Поэтому поле в волноводе можно рассматривать, как линейную комбинацию (наложение) двух независящих друг от друга типов волн.

Волны, имеющие наряду с поперечными составляющими поля продольную составляющую магнитного поля H_z при равенстве нулю продольного электрического поля E_z, называются *поперечными электрическими волнами* (так как электрические силовые линии целиком лежат в плоскости поперечного сечения линии). Поперечные электрические волны сокращенно называют волнами *типа ТЕ*. Часто их называют еще «магнитными» волнами или волнами *типа Н*.

С другой стороны, *поперечными магнитными* волнами или волнами *типа ТМ* называются волны, имеющие, кроме поперечных составляющих поля, также продольную составляющую электрического поля E_z при равенстве нулю продольной составляющей магнитного поля H_z. Поперечные магнитные волны часто называют также «электрическими» или волнами *типа Е*.

В соответствии с уравнениями (2.71) — (2.74), общие уравнения волн типов ТЕ и ТМ в прямоугольной системе координат имеют следующий вид:

волны типа ТЕ; $E_z=0$:

$$E_x = -j\,\frac{\omega\mu\mu_0}{k^2+\gamma^2}\,\frac{\partial H_z}{\partial y}; \tag{2.84}$$

$$E_y = j\,\frac{\omega\mu\mu_0}{k^2+\gamma^2}\,\frac{\partial H_z}{\partial x}; \tag{2.85}$$

$$H_x = -\frac{\gamma}{k^2+\gamma^2}\,\frac{\partial H_z}{\partial x}; \tag{2.86}$$

$$H_y = -\frac{\gamma}{k^2+\gamma^2}\,\frac{\partial H_z}{\partial y}; \tag{2.87}$$

волны типа ТМ; $H_z=0$

$$E_x = -\frac{\gamma}{k^2+\gamma^2}\,\frac{\partial E_z}{\partial x}; \tag{2.88}$$

$$E_y = -\frac{\gamma}{k^2+\gamma^2}\,\frac{\partial E_z}{\partial y}; \tag{2.89}$$

$$H_x = j\,\frac{\omega\varepsilon\varepsilon_0}{k^2+\gamma^2}\,\frac{\partial E_z}{\partial y}; \tag{2.90}$$

$$H_y = -j\,\frac{\omega\varepsilon\varepsilon_0}{k^2+\gamma^2}\,\frac{\partial E_z}{\partial x}. \tag{2.91}$$

Уравнения волн типов ТЕ и ТМ будут детально рассмотрены при анализе волноводов прямоугольного и круглого сечений.

Возможна и несколько иная интерпретация полей в линиях дисперсионного типа. Наложим на продольные составляющие E_z и H_z волн типов ТМ и ТЕ дополнительное условие

$$\frac{\partial H_z}{\partial y} = j\,\frac{\gamma}{\omega\mu\mu_0}\,\frac{\partial E_z}{\partial x}.$$

Тогда согласно выражениям (2.84) и (2.88) сумма составляющих E_x при одновременном существовании волн типов ТЕ и ТМ оказывается равной нулю. Остальные пять суммарных составляющих (E_y, E_z, H_x, H_y, H_z) отличны от нуля. Электрические силовые линии лежат при этом целиком в плоскости продольного сечения передающей линии. Такие волны, получаемые в результате наложения двух волн типов ТЕ и ТМ, называются *продольными электрическими* волнами или волнами *типа LE*.

Аналогично могут быть получены *продольные магнитные* волны, или волны *типа LM* Их характерной особенностью является равенство нулю одной из поперечных составляющих магнитного поля при наличии остальных пяти составляющих, отличных от нуля.

Система волн типов LE и LM столь же реальна, как и система волн ТЕ и ТМ.

В некоторых наиболее сложных случаях (например, при наличии неоднородного диэлектрика в поперечном сечении волновода) электромагнитное поле в линии не может быть разложено на волны TE, TM или на волны LE, LM. Волны, для которых одновременно не равны нулю все шесть составляющих поля, принято называть *гибридными*. С практической точки зрения, однако, они представляют значительно меньший интерес. При работе с полыми металлическими волноводами в большинстве случаев приходится рассматривать лишь волны типов TE и TM.

В общем случае по всякой однородной передающей линии могут распространяться независимо друг от друга бесчисленное количество типов волн, различающихся критической длиной волны $\lambda_{кр}$ и структурой электромагнитного поля. Волна, для которой величина $\lambda_{кр}$ является наибольшей, а критическая частота — наименьшей, называется *низшей* волной.

Для двухпроводных и коаксиальных линий наименьшую критическую частоту, равную нулю, имеет волна типа TEM. Эта волна, являющаяся низшей, носит название *основной* волны. Все волны дисперсных типов для указанных линий являются *высшими*.

В волноводах низшая волна обязательно должна обладать дисперсией, так как волны типа TEM в полых трубах распространяться не могут.

Как будет показано в дальнейшем, при практической работе на сверхвысоких частотах большей частью используются волны низших типов.

Заканчивая общее обсуждение типов волн в передающих линиях СВЧ, следует сделать замечание терминологического характера. Иногда вместо термина «тип волны» встречается название «мода», заимствованное из иностранной литературы. Слово «мода» и его производные получили хождение, в частности, в связи с развитием лазерной техники, где «мода» иногда обозначает также *вид колебаний* резонаторной системы (см. § 9.4). Термин «мода», как крайне неудачный, в этой книге употребляться не будет.

§ 2.8. КОНЦЕПЦИЯ ПАРЦИАЛЬНЫХ ВОЛН

Пониманию физических процессов, происходящих в волноводе при распространении электромагнитных волн, может способствовать представление поля в виде суммы элементарных (парциальных) волн типа TEM. Эти волны, многократно отражаясь от стенок волновода, и создают ту картину, которая была рассмотрена при помощи уравнений Максвелла.

Рассмотрим сначала отражение электромагнитной волны от идеально проводящей бесконечно протяженной поверхности. На рис. 2.5, *а* пунктиром показан фронт плоской однородной волны типа TEM, падающей под углом θ на проводящую поверхность. Оба вектора **E** и **H** лежат в плоскости фронта волны. Примем, что плоскость поляризации, т. е. плоскость, проходящая через вектор электрического поля и направление распространения волны, перпендикулярна к плоскости падения (плоскости чертежа). Вектор **E** при этом направлен вдоль оси y.

В некоторую точку M, расположенную над проводящей поверхностью, приходят две волны: основная падающая волна и волна, отраженная от поверхности. Разность хода этих волн, как показано на рис. 2.5, *б*, определяется отрезками ОМ и ВМ.

Падающая волна в точке M может быть описана соотношением

$$E_{пад} = E_m e^{j(\omega t - kl_1)},$$

где l_1 — длина отрезка BM; $k = \omega\sqrt{\varepsilon\varepsilon_0 \mu\mu_0}$, поскольку волна относится к типу ТЕМ.

Отраженная волна, пришедшая в точку М, характеризуется следующим уравнением:

$$E_{отр} = -E_m e^{j(\omega t - kl_2)}.$$

Знак минус в последнем выражении связан с характером отражения от идеально проводящей плоскости. Через l_2 обозначена длина отрезка ОМ.

Уравнение суммарного электрического поля в точке M имеет вид

$$E = E_m \{e^{j(\omega t - kl_1)} - e^{j(\omega t - kl_2)}\}. \qquad (2.92)$$

Длину отрезков l_1 и l_2 можно выразить через координаты точки M (x, z) и через угол падения Θ. Обращаясь к рис. 2.5, из треугольников ODE и DEM, а также из треугольников FGM и FOK нетрудно определить:

$$l_1 = z \sin\theta - x \cos\theta;$$

$$l_2 = z \sin\theta + x \cos\theta.$$

Подставляя эти выражения в (2.92), получаем:

$$E = E_m e^{j(\omega t - kz\sin\theta)} \times 2j \sin(kx\cos\theta).$$

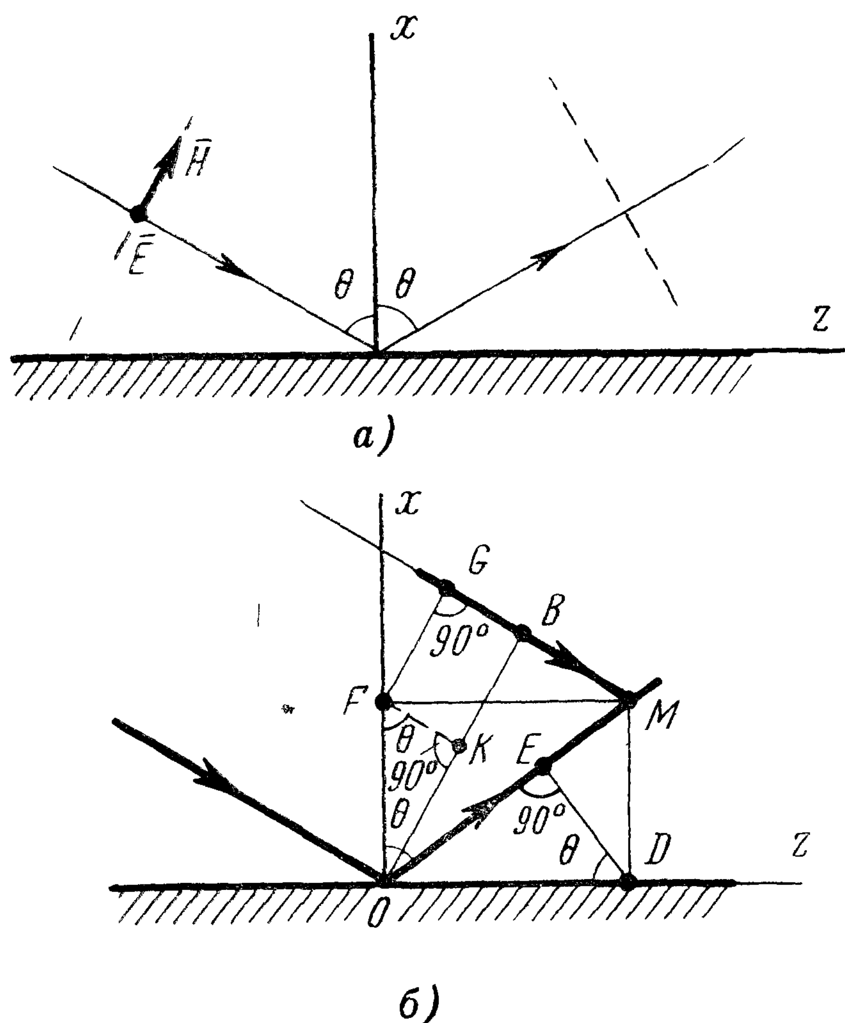


Рис. 2.5. Падение и отражение волны типа ТЕМ от идеально проводящей плоскости

Последнее можно представить в виде

$$E = E'_m e^{j\omega\left(t - \frac{z\sqrt{\varepsilon\mu}}{c}\sin\theta\right)}. \qquad (2.93)$$

Уравнение (2.93) описывает волну, бегущую в направлении z с фазовой скоростью

$$v_ф = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon\mu}\sin\theta} \qquad (2.94)$$

и с амплитудой

$$E'_m = j\,2E_m \sin(kx\cos\theta). \qquad (2.95)$$

Эта волна больше не относится к типу ТЕМ, так как фазовая скорость ее по выражению (2.94) оказывается больше скорости света. Кроме того, волна имеет составляющую H_z, отличную от нуля, в силу наличия продольной составляющей магнитного поля у падающей волны по отношению к оси линии. Согласно введенной ранее классификации, такую волну следует отнести к типу ТЕ.

При фиксированном угле θ распределение поля в направлении оси x имеет синусоидальный характер. Иначе говоря, в результате интерференции падающей и отраженной волн в пространстве над проводящей поверхностью образуется система стоячих волн. Электрическое поле стоячей волны равно нулю в точках, где $kx \cos\theta = \pi n$, т. е.

$$x = \frac{\pi n}{k\cos\theta}; \quad n = 0, 1, 2, 3 \ldots$$

Таким образом, поверхность нулевого электрического поля является плоскостью, параллельной отражающей поверхности.

Получив такой результат, можно расположить в плоскости $E=0$ вторую проводящую поверхность. Эта поверхность не искажает полученного распределения поля. Обозначая расстояние между двумя плоскостями через a, имеем:

$$a = \frac{\pi n}{k\cos\theta}$$

Но можно рассуждать и наоборот. Если даны две параллельные проводящие плоскости, расположенные на расстоянии a друг от друга, то условием распространения волны, описываемой соотношениями (2.93) и (2.94), является $\cos\theta = \frac{\pi n}{ka}$. Следовательно, падение парциальных волн должно происходить под вполне определенным углом. Поскольку при вакуумном наполнении $k = \frac{\omega}{c} = \frac{2\pi}{\lambda}$, то

$$\cos\theta = n\,\frac{\lambda}{2a}, \tag{2.96}$$

где λ — длина волны в свободном пространстве.

Наименьший возможный размер a при данной величине λ, необходимый для распространения суммарной волны в направлении оси z, определяется из выражения (2.96), если положить $\cos\theta = 1$:

$$a_{\text{мин}} = \frac{\lambda}{2}.$$

Соответствующий угол падения θ равен нулю. Фазовая скорость суммарной волны при этом по соотношению (2.94) равна бесконечности.

Согласно уравнению (2.96), при заданном размере a существует критическая длина волны

$$\lambda_{\text{кр}} = \frac{2a}{n}, \tag{2.97}$$

ограничивающая возможность распространения волны типа ТЕ между параллельными плоскостями.

Такие же результаты могут быть получены и для волны типа ТМ, если изменить на рис. 2.5 поляризацию исходной волны типа ТЕМ, падающей на проводящую плоскость.

По уравнению (2,96) вычислим $\sin\theta$ и подставим его в выражение для фазовой скорости (2.94). С учетом соотношения (2.97) имеем:

$$v_{\text{ф}} = \frac{c}{\sqrt{1-\left(n\frac{\lambda}{2a}\right)^2}} = \frac{c}{\sqrt{1-\left(\frac{\lambda}{\lambda_{\text{кр}}}\right)^2}} \tag{2.98}$$

В результате получено уравнение, совпадающее с общим уравнением (2 58).

Распространение волн типов ТЕ и ТМ между параллельными проводящими плоскостями можно рассматривать, таким образом, как результат многократных отражений волн, показанных на рис. 2.6. Чем ближе длина волны λ подходит к критической, тем меньше угол падения θ парциальной волны. Наконец, в критическом режиме волна падает нормально к поверхности и, отражаясь от противоположной плоскости, создает резонанс в поперечном направлении. Переноса энергии в направлении z не происходит. Запаздывание по фазе вдоль оси z отсутствует.

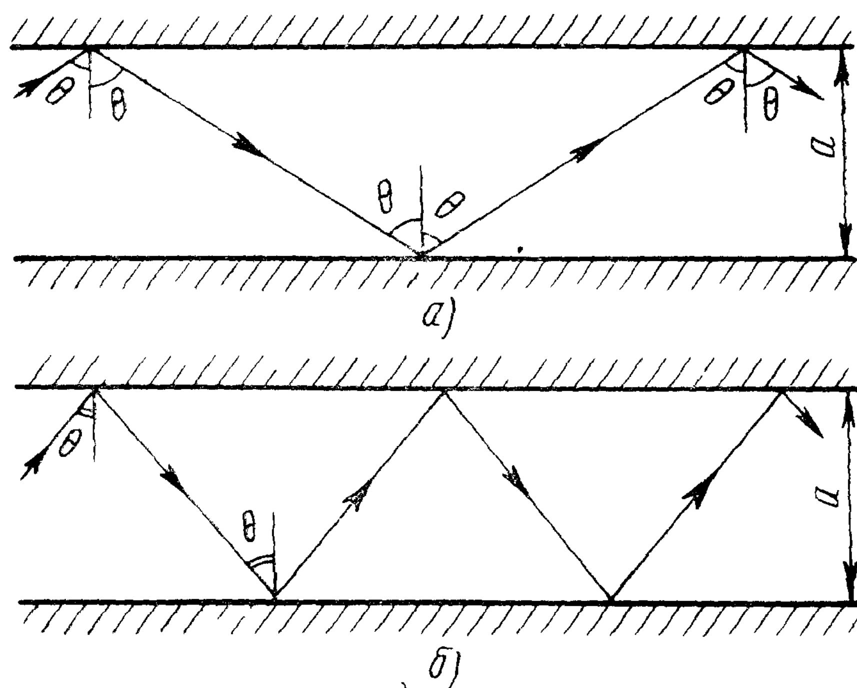


Рис. 2.6. Зигзагообразное распространение волны типа ТЕМ между параллельными проводящими поверхностями. В случае (*а*) отношение $\frac{\lambda}{\lambda_{\text{кр}}}$ меньше, чем в случае (*б*)

Парциальные волны можно рассматривать не только в системе параллельных плоскостей, но и в более сложных передающих линиях СВЧ.

Количественный анализ с помощью парциальных волн обычно оказывается более сложным, нежели более формальный анализ с помощью уравнений поля. Поэтому в дальнейшем изложении концепция парциальных волн непосредственно использоваться не будет. Тем не менее, ее следует иметь в виду, в частности, для объяснения распространения волн по волноводам с фазовой скоростью, превышающей скорость света, и для понимания физического смысла критической длины волны. Парциальные волны хорошо объясняют также образование волн с продольными составляющими полей.

§ 2.9. ВЫВОДЫ

Подведем итоги рассмотрения общих свойств волн, распространяющихся по передающим линиям. В табл. 2.1 приведены соотношения, типичные для двух классов волн. В дальнейшем будет рассматриваться, главным образом, второй класс передающих линий, представляющий особый практический интерес на сверхвысоких частотах.

Таблица 2.1

Волны в передающих линиях

Первый класс (волны без дисперсии)	Второй класс (волны с дисперсией)
$\nabla^2_{xy}\mathbf{E} = 0; \quad \nabla^2_{xy}\mathbf{H} = 0$	$\nabla^2_{xy}\mathbf{E} \neq 0, \quad \nabla^2_{xy}\mathbf{H} \neq 0;$
$\beta^2 = k^2 - k^2_{кр}$	$\beta^2 = k^2 - k^2_{кр}$
$k_{кр} = 0, \ \lambda_{кр} = \infty$	$k_{кр} \neq 0; \ \lambda_{кр} \neq \infty$
$\beta = k = \frac{2\pi}{\lambda}\sqrt{\varepsilon\mu}$	$\beta = \frac{2\pi}{\lambda_в}$
	$\lambda_в = \frac{\lambda}{\sqrt{\varepsilon\mu - \left(\frac{\lambda}{\lambda_{кр}}\right)^2}}$
$v_ф = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon\varepsilon_0\,\mu\mu_0}} = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon\mu}}$	$v_ф = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon\mu - \left(\frac{\lambda}{\lambda_{кр}}\right)^2}}$
$v_{гр} = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon\varepsilon_0\,\mu\mu_0}} = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon\mu}}$	$v_{гр} = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon\mu}}\sqrt{1 - \frac{\lambda^2}{\lambda^2_{кр}\,\varepsilon\mu}}$
$H_z = 0, \ E_z = 0$	а) $H_z = 0, \ E_z \neq 0,$ б) $H_z \neq 0, \ E_z = 0$
(волна типа ТЕМ)	(волны типа ТМ) (волны типа ТЕ)

Глава третья

ВОЛНОВОДЫ ПРЯМОУГОЛЬНОГО СЕЧЕНИЯ

§ 3.1. ИСХОДНЫЕ СООТНОШЕНИЯ

Рассмотрим наиболее существенный для практики волновод прямоугольного сечения, изображенный на рис. 3.1. Для простоты положим, что волновод заполнен однородным изотропным диэлектриком без потерь, т. е. $\sigma=0$. Потери в стенках также не будем учитывать, полагая проводимость стенок $\sigma_{ст}$ равной бесконечности. Таким образом, последующие расчеты будут аналогичны расчетам длинных линий без потерь Пренебрежение потерями в стенках и в диэлектрике вполне допустимо в большинстве практически встречающихся случаев. Конечную проводимость стенок потребуется в дальнейшем учесть лишь при приближенном расчете затухания волн в волноводах.

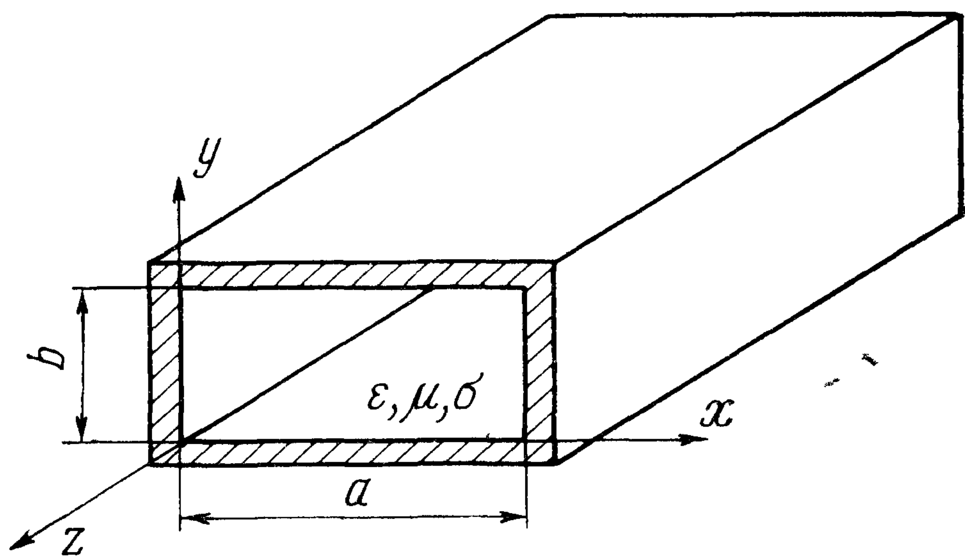


Рис. 3.1. Волновод прямоугольного сечения

Отвлечемся первоначально от способов возбуждения волновода и определим, какие типы волн могут существовать в бесконечно длинном волноводе. Для практических целей важен расчет структуры электрического и магнитного полей в поперечном и продольном сечениях волновода. Знание распределения поля позволяет, например, правильно ориентировать в волноводе излучающие и приемные устройства (элементы связи). Зная структуру высокочастотного поля, можно определить точки, между которыми наиболее легко происходит электрический пробой, вычислить мощность, передаваемую по волноводу, и т. д.

Кроме законов распределения полей, весьма важно вычислить критическую длину волны (критическую частоту) рассматриваемого волновода и найти длину волны в волноводе. Последнее очень существенно с точки зрения интерференционных явлений

в волноводах, к которым сводятся такие важные задачи, как согласование.

Общее решение волнового уравнения, проделанное в гл. 2, дает возможность вычислить все интересующие величины. В самом деле, для декартовой системы координат, согласно уравнению (2.33), составляющие электрического и магнитного полей бегущей волны могут быть записаны в общем виде:

$$L = D \cos(\xi x - \varphi) \cos(\eta y - \psi)\, e^{j\omega t - \gamma z} \qquad (3.1)$$

или

$$L = D \begin{matrix}\cos\\ \sin\end{matrix} (\xi x) \begin{matrix}\cos\\ \sin\end{matrix} (\eta y)\, e^{j\omega t - \gamma z}. \qquad (3.2)$$

Постоянная γ, определяющая длину волны в волноводе, фазовую скорость и затухание волны, имеет согласно выражению (2.24) вид

$$\gamma^2 = -k^2 + \xi^2 + \eta^2. \qquad (3.3)$$

Согласно общей теории, по волноводу, не имеющему внутренних проводников, могут распространяться волны типов ТЕ и ТМ, но не может существовать волна типа ТЕМ. Следовательно, поле внутри волновода описывается десятью уравнениями вида (3.1) или (3.2) относительно составляющих E_x, E_y, H_x, H_y и E_z или H_z, каждое из которых содержит пять независимых констант (D, ξ, η, φ, ψ). Таким образом, если выписать уравнения (3.1) и (3.2) для каждой из составляющих в отдельности, то необходимо найти 25 констант для волн типа ТЕ и 25 констант для волн типа ТМ. Эти постоянные могут быть найдены с помощью граничных условий, определяющих поведение электромагнитного поля на стенках волновода. При бесконечно большой проводимости материала стенок волновода тангенциальная составляющая электрического поля на стенках должна быть равна нулю:

$$E_t = 0. \qquad (3.4)$$

Для упрощения решения необходимо выбрать такую систему координат, при которой граничные условия на поверхностях проводников записываются в наиболее простой форме. Наиболее подходящей является декартова система, ориентированная относительно волновода, как показано на рис. 3.1.

Количество постоянных, подлежащих определению, может быть уменьшено, если учесть, что поперечные составляющие электромагнитного поля однозначно связаны с продольными составляющими. В самом деле, зная выражения для E_z и H_z, можно из уравнений (2.84) — (2.91) найти все остальные компоненты поля волн типов ТЕ и ТМ. Поэтому для получения системы уравнений волн ТЕ и ТМ можно ограничиться нахождением не пятидесяти, а десяти констант.

Другой часто применяемый метод основывается на более формальных, но вместе с тем общих положениях теории поля. Этот метод базируется на использовании электрического и магнитного векторов Герца. Количество констант, которые необходимо определять по указанному методу, равно десяти, т. е. такое же, как при использовании решения относительно составляющих E_z и H_z.

§ 3.2. УРАВНЕНИЯ СОСТАВЛЯЮЩИХ ПОЛЯ В ПРЯМОУГОЛЬНОМ ВОЛНОВОДЕ ПРИ ВОЛНАХ ТИПА ТМ

При выводе уравнений волн типа ТМ воспользуемся методом расчета поперечных составляющих электрического и магнитного полей через продольные составляющие, в данном случае через составляющую E_z (составляющая H_z при волнах типа ТМ равна нулю).

Связь составляющих поля E_x, E_y, H_x и H_y с E_z определяется общими уравнениями (2.71) — (2.74) и (2.88) — (2.91). С другой стороны, составляющая E_z должна удовлетворять скалярному волновому уравнению типа (2.18). Следовательно, на основании решения, приведенного в § 2.2, выражение продольной составляющей электрического поля по соотношению (2.33) должно иметь вид

$$E_z = D_1 \cos(\xi x - \varphi) \cos(\eta y - \psi)\, e^{j\omega t - \gamma z}, \tag{3.5}$$

где D_1 — амплитудный множитель.

Подставляя выражение (3.5) в уравнения (2.88) — (2.91), после дифференцирования получаем:

$$E_x = D_1 \xi \frac{\gamma}{k^2 + \gamma^2} \sin(\xi x - \varphi) \cos(\eta y - \psi)\, e^{j\omega t - \gamma z}; \tag{3.6}$$

$$E_y = D_1 \eta \frac{\gamma}{k^2 + \gamma^2} \cos(\xi x - \varphi) \sin(\eta y - \psi)\, e^{j\omega t - \gamma z}; \tag{3.7}$$

$$H_x = -j D_1 \eta \frac{\omega \varepsilon \varepsilon_0}{k^2 + \gamma^2} \cos(\xi x - \varphi) \sin(\eta y - \psi)\, e^{j\omega t - \gamma z}; \tag{3.8}$$

$$H_y = j D_1 \xi \frac{\omega \varepsilon \varepsilon_0}{k^2 + \gamma^2} \sin(\xi x - \varphi) \cos(\eta y - \psi)\, e^{j\omega t - \gamma z}. \tag{3.9}$$

Для упрощения обозначим

$$D = \frac{D_1}{k^2 + \gamma^2}.$$

Окончательно, опуская во всех выражениях множитель $e^{j\omega t - \gamma z}$, можно переписать семейство уравнений поля при волнах типа ТМ в прямоугольном волноводе в виде

$$E_x = D\gamma\xi \sin(\xi x - \varphi)\cos(\eta y - \psi); \qquad (3.10)$$

$$E_y = D\gamma\eta \cos(\xi x - \varphi)\sin(\eta y - \psi); \qquad (3.11)$$

$$E_z = D(k^2 + \gamma^2)\cos(\xi x - \varphi)\cos(\eta y - \psi); \qquad (3.12)$$

$$H_x = -jD\,\omega\varepsilon\varepsilon_0\eta \cos(\xi x - \varphi)\sin(\eta y - \psi); \qquad (3.13)$$

$$H_y = jD\,\omega\varepsilon\varepsilon_0\xi \sin(\xi x - \varphi)\cos(\eta y - \psi); \qquad (3.14)$$

$$H_z = 0. \qquad (3.15)$$

Выражение $(k^2+\gamma^2)$, входящее в (3.12), с помощью уравнения (2.24) можно заменить через

$$k^2 + \gamma^2 = \xi^2 + \eta^2. \qquad (3.16)$$

Таким образом, в уравнения (3.10) — (3.15) входят лишь пять независимых констант ξ, η, φ, ψ, D, одинаковых для всех пяти составляющих поля.

Стенки волновода приняты идеально проводящими. В связи с этим, обращаясь к рис. 3.1, можно записать граничное условие (3.4) в виде

$$E_x = 0 \text{ при } y = 0;\ y = b; \qquad (3.17)$$

$$E_y = 0 \text{ при } x = 0;\ x = a; \qquad (3.18)$$

$$E_z = 0 \text{ при } x = y = 0;\ x = a;\ y = b. \qquad (3.19)$$

Условием равенства $E_x = 0$ при любых значениях x является

$$\cos(\eta y - \psi) = 0.$$

Полагая $y = 0$, получаем:

$$\cos\psi = 0;\ \psi = \frac{\pi}{2} + p\pi,$$

где p — любое целое число, включая нуль.

В дальнейшем достаточно воспользоваться решением для ψ при $p = 0$:

$$\psi = \frac{\pi}{2}. \qquad (3.20)$$

Нетрудно видеть, что в случае $p \neq 0$ происходит лишь одновременное изменение знака при всех составляющих поля, описываемых уравнениями (3.10) — (3.15).

Полагая $y = b$ и вновь используя условие $E_x = 0$, с учетом выражения (3.20) получаем: $\sin\eta b = 0$; $\eta b = \pi n$, откуда

$$\eta = \frac{\pi n}{b}. \qquad (3.21)$$

Здесь n — любое целое число, включая нуль: $n=0$, 1, 2, 3...

Пренебречь периодичностью тригонометрической функции в рассматриваемом случае нельзя, так как в противном случае все компоненты поля становятся тождественно равными нулю.

Подобным же образом можно найти постоянные ξ и φ. Из соотношения (3.11) с учетом граничного условия (3.18) получаем:

$$\cos(\xi x - \varphi) = 0;$$

$$\varphi = \frac{\pi}{2}; \qquad (3.22)$$

$$\xi = \frac{\pi m}{a}, \qquad (3.23)$$

где $m=0$, 1, 2, 3...

При определении константы φ в (3.22) снова выбрано лишь одно из возможных решений, поскольку форма уравнений поля в этих случаях остается неизменной.

Таким образом, с помощью граничных условий (3.17) и (3.18) удалось определить четыре постоянных — поперечные волновые числа ξ, η и постоянные φ и ψ. Условие (3.19) не дает новых решений, в чем нетрудно убедиться, рассматривая выражение (3.12).

Постоянная D, имеющаяся в рассматриваемых уравнениях, может быть вычислена только при наличии дополнительных условий, например, величины передаваемой по волноводу мощности. Однако для определения структуры поля величина D роли не играет, поскольку она одинаково входит в уравнения всех составляющих и определяет лишь абсолютную величину полей. Вопрос об абсолютной величине константы D будет рассмотрен более подробно в гл. 5, посвященной передаче энергии по волноводам.

Постоянная распространения γ определяется через ξ и η соотношением (3.16):

$$\gamma^2 = -k^2 + \pi^2 \left(\frac{m^2}{a^2} + \frac{n^2}{b^2}\right). \qquad (3.24)$$

Окончательно уравнения составляющих поля в прямоугольном волноводе для волн типа ТМ могут быть представлены в виде:

$$E_x = -D\gamma \frac{\pi m}{a} \cos\left(\frac{\pi m}{a} x\right) \sin\left(\frac{\pi n}{b} y\right); \qquad (3.25)$$

$$E_y = -D\gamma \frac{\pi n}{b} \sin\left(\frac{\pi m}{a} x\right) \cos\left(\frac{\pi n}{b} y\right); \qquad (3.26)$$

$$E_z = D\pi^2 \left(\frac{m^2}{a^2} + \frac{n^2}{b^2}\right) \sin\left(\frac{\pi m}{a} x\right) \sin\left(\frac{\pi n}{b} y\right); \quad (3.27)$$

$$H_x = jD\,\omega\varepsilon\varepsilon_0 \frac{\pi n}{b} \sin\left(\frac{\pi m}{a} x\right) \cos\left(\frac{\pi n}{b} y\right); \quad (3.28)$$

$$H_y = -jD\,\omega\varepsilon\varepsilon_0 \frac{\pi m}{a} \cos\left(\frac{\pi m}{a} x\right) \sin\left(\frac{\pi n}{b} y\right); \quad (3.29)$$

$$H_z = 0. \quad (3.30)$$

В каждом из этих уравнений подразумевается множитель $e^{j\omega t-\gamma z}$, соответствующий распространению волны в направлении z.

Рассмотренные уравнения охватывают как волны распространяющихся типов, так и затухающие (нераспространяющиеся) волны, соответствующие режиму отсечки.

Для распространяющихся типов волн, представляющих наибольший интерес ($\lambda<\lambda_{кр}$), следует положить, как обычно, $\gamma=j\beta$. Тогда уравнения волн ТМ в прямоугольном волноводе можно привести к следующему виду:

$$E_x = D\beta \frac{\pi m}{a} \cos\left(\frac{\pi m}{a} x\right) \sin\left(\frac{\pi n}{b} y\right); \quad (3.31)$$

$$E_y = D\beta \frac{\pi n}{b} \sin\left(\frac{\pi m}{a} x\right) \cos\left(\frac{\pi n}{b} y\right); \quad (3.32)$$

$$E_z = jD\pi^2 \left(\frac{m^2}{a^2} + \frac{n^2}{b^2}\right) \sin\left(\frac{\pi m}{a} x\right) \sin\left(\frac{\pi n}{b} y\right); \quad (3.33)$$

$$H_x = -D\,\omega\varepsilon\varepsilon_0 \frac{\pi n}{b} \sin\left(\frac{\pi m}{a} x\right) \cos\left(\frac{\pi n}{b} y\right); \quad (3.34)$$

$$H_y = D\omega\varepsilon\varepsilon_0 \frac{\pi m}{a} \cos\left(\frac{\pi m}{a} x\right) \sin\left(\frac{\pi n}{b} y\right); \quad (3.35)$$

$$H_z = 0. \quad (3.36)$$

При написании уравнений (3.31) — (3.36) амплитуды всех составляющих помножены на j для упрощения их записи. Принципиальной роли это не играет, так как константа D по-прежнему остается неопределенной. Как будет видно из дальнейшего, умножение амплитуды полей на j соответствует лишь сдвигу начала отсчета координаты z на четверть длины волны в волноводе без каких-либо изменений в структуре полей.

Поскольку рассматриваемые волны относятся к распространяющемуся типу, множитель $e^{j\omega t-\gamma z}$ приобретает вид $e^{j(\omega t-\beta z)}$, где фазовая постоянная β определяется выражением

$$\beta^2 = k^2 - \pi^2 \left(\frac{m^2}{a^2} + \frac{n^2}{b^2}\right). \quad (3.37)$$

Проведенное решение показывает, что в прямоугольном волноводе в общем случае может существовать бесконечное множество волн типа ТМ, отличающихся значениями безразмерных множителей m и n. Поэтому при обозначении волны в индексе принято указывать величины m и n, т. е. ТМ_{mn} или Е_{mn}.

Равенство нулю индексов m и n не соответствует каким-либо реальным волнам, поскольку согласно уравнениям (3.31) — (3.36) все составляющие поля обращаются при этом в нуль. Следовательно, волны типов ТМ_{00}, ТМ_{0n} и ТМ_{m0} в прямоугольном металлическом волноводе не существуют. Простейшей волной электрического типа в прямоугольном волноводе является волна типа ТМ_{11} или Е_{11}. Далее следуют волны типов Е_{12}, Е_{21}, Е_{22} и т. д. до бесконечности.

С математической точки зрения числа m и n могут иметь не только положительный, но и отрицательный знак. Однако отрицательные значения m и n не дают новых решений, так как при этом изменяется лишь знак при всех составляющих поля. Этот знак может быть учтен при вычислении константы D, определяющей амплитуду поля в волноводе.

§ 3.3. УРАВНЕНИЯ СОСТАВЛЯЮЩИХ ПОЛЯ В ПРЯМОУГОЛЬНОМ ВОЛНОВОДЕ ПРИ ВОЛНАХ ТИПА ТЕ

Расчет волн магнитного типа в прямоугольном волноводе в методическом отношении аналогичен рассмотренному выводу волн типа ТМ.

Воспользуемся уравнениями (2.84) — (2.87), связывающими поперечные составляющие волны типа ТЕ с составляющей H_z. Решение скалярного волнового уравнения относительно H_z можно представить в виде

$$H_z = D_1 \cos(\xi x - \varphi) \cos(\eta y - \psi)\, e^{j\omega t - \gamma z}, \tag{3.38}$$

не предполагая, разумеется, заранее равенства соответствующих констант для волн типов ТМ и ТЕ.

Подставляя выражение (3.38) в (2.84) — (2.87), получаем:

$$E_x = jD_1 \eta \frac{\omega \mu \mu_0}{k^2 - \gamma^2} \cos(\xi x - \varphi) \sin(\eta y - \psi); \tag{3.39}$$

$$E_y = -jD_1 \xi \frac{\omega \mu \mu_0}{k^2 + \gamma^2} \sin(\xi x - \varphi) \cos(\eta y - \psi); \tag{3.40}$$

$$H_x = D_1 \xi \frac{\gamma}{k^2 + \gamma^2} \sin(\xi x - \varphi) \cos(\eta y - \psi); \tag{3.41}$$

$$H_y = D_1 \eta \frac{\gamma}{k^2 + \gamma^2} \cos(\xi x - \varphi) \sin(\eta y - \psi). \tag{3.42}$$

В уравнениях (3.39) — (3.42), как и прежде, опущен для краткости множитель $e^{j\omega t-\gamma z}$.

На основании граничного условия (3.17) из уравнения (3.39) можно получить:

$$\sin(\eta y - \psi) = 0;$$

откуда

$$\psi = 0; \tag{3.43}$$

$$\eta = \frac{\pi n}{b}. \tag{3.44}$$

Постоянные ξ и φ определяются по условию (3.18) из (3.40):

$$\varphi = 0; \tag{3.45}$$

$$\xi = \frac{\pi m}{a}. \tag{3.46}$$

Из условия периодичности тригонометрических функций m и n могут быть любыми целыми числами, **включая нуль.**

Отметим, что поперечные постоянные ξ и η совпадают с аналогичными константами волн типа ТМ. Следовательно, совпадают и выражения для постоянной распространения γ и фазовой постоянной β, определяемые уравнениями (3.24) и (3.37). Постоянную D_1 на данном этапе расчетов определять не будем, так как она не является необходимой при анализе структуры полей в волноводах.

Используем найденные постоянные. Обозначая для краткости

$$D = jD_1 \frac{\mu\mu_0}{k^2+\gamma^2},$$

уравнения волн типа ТЕ можно переписать окончательно:

$$E_x = D\omega \frac{\pi n}{b} \cos\left(\frac{\pi m}{a} x\right) \sin\left(\frac{\pi n}{b} y\right); \tag{3.47}$$

$$E_y = -D\omega \frac{\pi m}{a} \sin\left(\frac{\pi m}{a} x\right) \cos\left(\frac{\pi n}{b} y\right); \tag{3.48}$$

$$E_z = 0; \tag{3.49}$$

$$H_x = -jD \frac{\gamma}{\mu\mu_0} \frac{\pi m}{a} \sin\left(\frac{\pi m}{a} x\right) \cos\left(\frac{\pi n}{b} y\right); \tag{3.50}$$

$$H_y = -jD \frac{\gamma}{\mu\mu_0} \frac{\pi n}{b} \cos\left(\frac{\pi m}{a} x\right) \sin\left(\frac{\pi n}{b} y\right); \tag{3.51}$$

$$H_z = -jD \frac{\pi^2}{\mu\mu_0} \left(\frac{m^2}{a^2} + \frac{n^2}{b^2}\right) \cos\left(\frac{\pi m}{a} x\right) \cos\left(\frac{\pi n}{b} y\right). \tag{3.52}$$

В случае распространяющихся волн, т. е. при $\lambda<\lambda_{кр}$, постоянная распространения γ при отсутствии потерь является чисто мнимой величиной ($\gamma=j\beta$), и уравнения (3.47) — (3.52) принимают вид

$$E_x = D\omega \frac{\pi n}{b} \cos\left(\frac{\pi m}{a} x\right) \sin\left(\frac{\pi n}{b} y\right); \tag{3.53}$$

$$E_y = -D\omega \frac{\pi m}{a} \sin\left(\frac{\pi m}{a} x\right) \cos\left(\frac{\pi n}{b} y\right); \tag{3.54}$$

$$E_z = 0; \tag{3.55}$$

$$H_x = D \frac{\beta}{\mu\mu_0} \frac{\pi m}{a} \sin\left(\frac{\pi m}{a} x\right) \cos\left(\frac{\pi n}{b} y\right); \tag{3.56}$$

$$H_y = D \frac{\beta}{\mu\mu_0} \frac{\pi n}{b} \cos\left(\frac{\pi m}{a} x\right) \sin\left(\frac{\pi n}{b} y\right); \tag{3.57}$$

$$H_z = -jD \frac{\pi^2}{\mu\mu_0} \left(\frac{m^2}{a^2} + \frac{n^2}{b^2}\right) \cos\left(\frac{\pi m}{a} x\right) \cos\left(\frac{\pi n}{b} y\right) \tag{3.58}$$

Уравнения (3.53) — (3.58) показывают, что в общем случае существует бесконечное количество волн типа ТЕ. Поэтому волны магнитного типа в прямоугольном волноводе обозначаются через TE_{mn} или H_{mn}.

Нетрудно видеть, что одновременное равенство нулю чисел m и n приводит к полному исчезновению поля в волноводе. Следовательно, волны типа TE_{00} невозможны. Однако если одно из чисел m или n равно нулю при другом числе, отличном от нуля, то часть составляющих поля обращается в нуль, но поле продолжает существовать, хотя и в значительно упрощенном виде.

В силу ряда обстоятельств одна из таких простейших волн, а именно волна типа TE_{10} или H_{10}, играет особо важную роль в технике сверхвысоких частот. Уравнения распространяющейся волны типа H_{10} легко получить из предыдущих выражений, положив $m=1$ и $n=0$. Выпишем эти уравнения, часто встречающиеся при практических расчетах волноводных линий СВЧ:

$$E_y = -D\frac{\omega\pi}{a} \sin\left(\frac{\pi}{a} x\right); \tag{3.59}$$

$$H_x = D\frac{\beta\pi}{\mu\mu_0 a} \sin\left(\frac{\pi}{a} x\right); \tag{3.60}$$

$$H_z = -jD \frac{\pi^2}{\mu\mu_0 a^2} \cos\left(\frac{\pi}{a} x\right); \tag{3.61}$$

$$E_x = H_y = E_z = 0. \tag{3.62}$$

Напомним, что во всех уравнениях (3.53) — (3.61) подразумевается множитель $e^{j(\omega t-\beta z)}$, неоднократно упоминавшийся в предыдущем изложении.

Таким образом, по однородному волноводу прямоугольного сечения без потерь в принципе могут распространяться магнитные волны типов $\mathbf{H}_{10}$, $\mathbf{H}_{01}$, $\mathbf{H}_{20}$, $\mathbf{H}_{02}$,..., $\mathbf{H}_{11}$, $\mathbf{H}_{12}$, $\mathbf{H}_{21}$, $\mathbf{H}_{22}$ и т. д. до бесконечности. Каждая из этих волн, равно как и волны типов E_{mn}, существуют совершенно независимо одна от другой. Конкретные условия возбуждения того или другого типа волны, а также структура полей, физический смысл индексов m и n и другие вопросы будут рассмотрены в следующих разделах.

§ 3.4. СТРУКТУРА ПОЛЯ В ПРЯМОУГОЛЬНОМ ВОЛНОВОДЕ ПРИ ВОЛНАХ ТИПА ТМ

Под структурой поля подразумеваются распределение и форма электрических и магнитных силовых линий в волноводе. Обычно структуру поля рассматривают в фиксированный момент времени, как бы останавливая и «фотографируя» волну, бегущую по волноводу.

Построение силовых линий можно произвести по известным уравнениям составляющих. Согласно определению, силовая линия является кривой, касательная к которой совпадает по направлению с вектором E или H в рассматриваемой точке. Следовательно, в прямоугольной системе координат дифференциалы силовой линии dx, dy и dz связаны с составляющими поля соотношениями

$$\frac{dx}{E_x} = \frac{dy}{E_y} = \frac{dz}{E_z}; \tag{3.63}$$

$$\frac{dx}{H_x} = \frac{dy}{H_y} = \frac{dz}{H_z}. \tag{3.64}$$

Используя уравнения (3.31) — (3.36) совместно с (3.63) и (3.64), можно составить дифференциальные уравнения, после интегрирования которых получаются уравнения соответствующих силовых линий (в данном случае для волн типа ТМ). Такой метод неудобен тем, что получаемое общее аналитическое выражение силовой линии недостаточно наглядно.

Воспользуемся методом непосредственного построения структуры поля в волноводе при помощи эпюр составляющих поля по ребрам волновода.

Поскольку для волн типа ТМ $H_z = 0$, заключаем, что магнитные силовые линии являются плоскими кривыми, лежащими в поперечном сечении волновода. Напротив, электрические силовые линии имеют все три составляющие и являются пространственными кривыми.

Начнем рассмотрение поля с простейших волн типа ТМ. В случае волны типа E_{11}, полагая в уравнениях (3.34) и (3.35) $m=1$ и $n=1$, получаем:

$$H_x \sim \sin\left(\frac{\pi}{a}x\right)\cos\left(\frac{\pi}{b}y\right);$$

$$H_y \sim \cos\left(\frac{\pi}{a}x\right)\sin\left(\frac{\pi}{b}y\right).$$

Построим эпюры составляющих магнитного поля в поперечном сечении волновода. По линии AA (рис. 3.2), т. е. при $y=\frac{b}{2}$, $H_x=0$ при любых значениях x. Следовательно, силовые магнитные линии всюду нормальны к оси AA. По оси BB при $x=\frac{a}{2}$ обращается в нуль H_y и, следовательно, магнитные силовые линии пересекают прямую BB под прямым углом. Во всех прочих точках сечения волновода присутствуют обе составляющие магнитного поля, изменяющиеся по кривым, показанным на рис. 3.2. В результате магнитные линии приобретают форму искаженных эллипсов, стремящихся вблизи стенок к прямоугольнику.

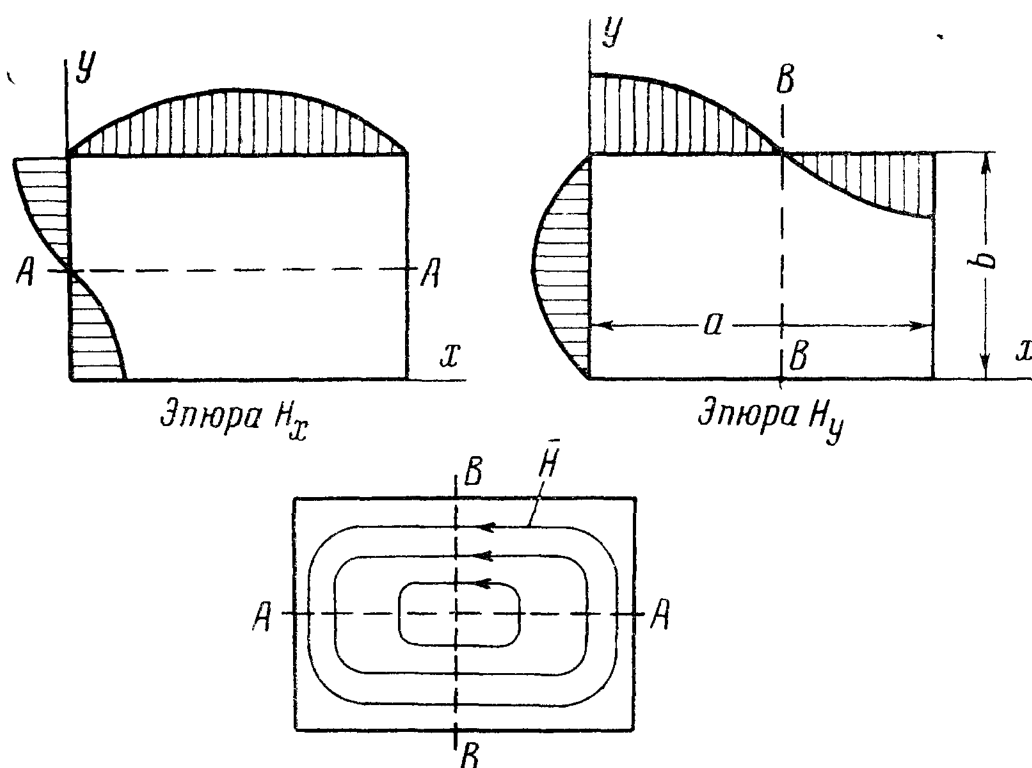


Рис. 3.2. Эпюры магнитного поля и форма магнитных силовых линий в поперечном сечении прямоугольного волновода при волне типа E_{11}

В продольном сечении волновода по оси z напряженность магнитного поля при $t=\text{const}$ изменяется по синусоидальному закону, на что указывает множитель $e^{j(\omega t-\beta z)}$, подразумеваемый в уравнениях (3.34) — (3.35). Расстояние между максимумами напряженности магнитного поля составляет $\frac{\lambda_в}{2}$. Последнее видно

из того, что при $\omega=\text{const}$, $t=\text{const}$ перемещение вдоль оси z на Δz, соответствующее изменению фазы на π, требует: $\beta(z+\Delta z) - \beta z = \pi$, откуда $\Delta z = \frac{\pi}{\beta}$ или $\Delta z = \frac{\lambda_в}{2}$.

Форма электрических силовых линий должна быть рассмотрена в двух плоскостях, так как эти линии имеют составляющие по всем трем осям. Обращаясь к уравнениям (3.31)—(3.33), для волны типа E_{11} получаем:

$$E_x \sim \cos\left(\frac{\pi}{a}x\right)\sin\left(\frac{\pi}{b}y\right);$$

$$E_y \sim \sin\left(\frac{\pi}{a}x\right)\cos\left(\frac{\pi}{b}y\right);$$

$$E_z \sim j\sin\left(\frac{\pi}{a}x\right)\sin\left(\frac{\pi}{b}y\right).$$

Эпюры распределения электрического поля в поперечном и в продольном сечениях волновода показаны на рис. 3.3. Наличие

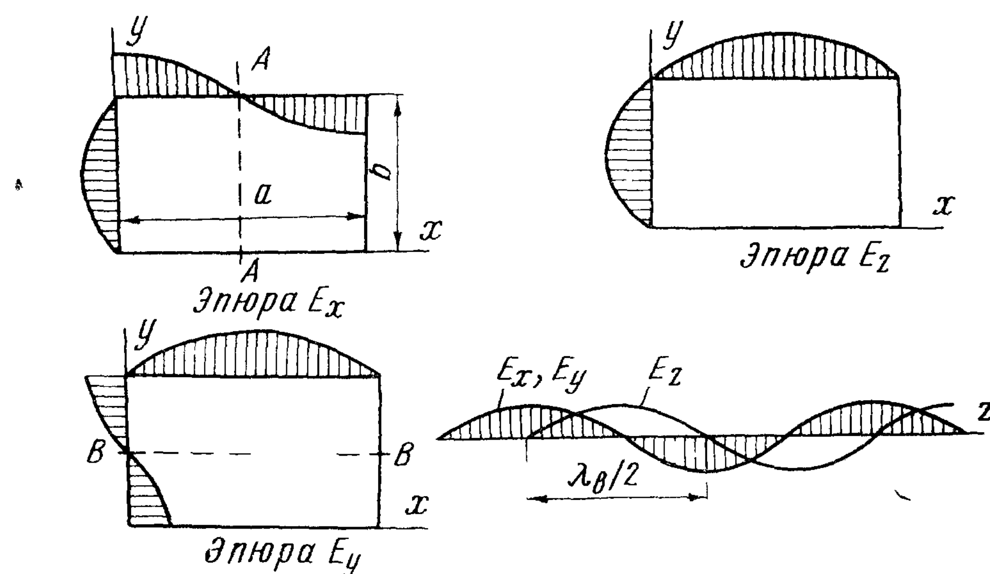


Рис. 3.3. Эпюры электрического поля в поперечном и продольном сечениях прямоугольного волновода при волне типа E_{11}

множителя j в выражении для E_z в сравнении с выражениями для поперечных составляющих E_x и E_y указывает на сдвиг максимума E_z по оси z относительно максимума E_x и E_y на $\frac{\pi}{2}$, т. е. на четверть длины волны в волноводе. Для доказательства достаточно вспомнить, что множитель j может быть представлен в показательной форме через $e^{j\frac{\pi}{2}}$. Таким образом, при составляющей E_z имеется множитель $e^{j\left(\omega t - \beta z + \frac{\pi}{2}\right)}$ в отличие от множителя $e^{j(\omega t - \beta z)}$

у всех остальных составляющих поля. Производя очевидные преобразования и учитывая, что $\beta=2\pi/\lambda_в$, получаем

$$e^{j\left(\omega t-\beta z+\frac{\pi}{2}\right)}=e^{j(\omega t-\beta z')},\qquad \text{где}\quad z'=z-\frac{\lambda_в}{4}.$$

Рассматривая эпюры, показанные на рис. 3.3, легко заключить, что электрические силовые линии в сечениях AA и BB целиком лежат в плоскостях, проходящих через эти оси и параллельных оси z. Продольная составляющая электрического поля, равная нулю на поверхности волновода, увеличивается по мере удаления

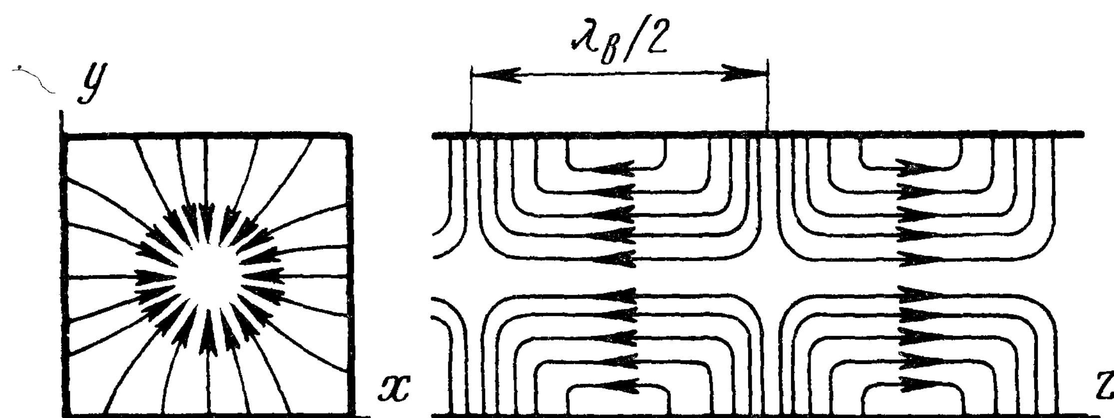


Рис. 3.4. Структура электрического поля в прямоугольном волноводе при волне типа E_{11}

от стенки. В результате этого силовые линии выходят из плоскости xy. Соответствующее изображение электрических силовых линий в поперечном и продольном сечениях волновода показано на рис. 3.4.

Для совместного построения структуры электрического и магнитного полей необходимо учесть, что, согласно уравнениям (3.31) — (3.35), все поперечные составляющие имеют одинаковую фазу. Множитель j, указывающий на сдвиг фазы на $\frac{\pi}{2}$, имеется только в уравнении для E_z. Следовательно, максимумы поперечного магнитного поля совпадают с максимумами поперечного электрического поля. С физической точки зрения это обстоятельство должно быть совершенно ясно, если учесть, что рассматривается *бегущая* волна, энергия которой перемещается в направлении оси волновода.

Полная картина электрического и магнитного полей волны типа E_{11} показана на рис. 3.5. Поле перемещается вдоль оси волновода со скоростью, равной фазовой скорости волны.

Структура поля, в поперечном сечении изображенная на рис. 3.5, не может быть образована в стационарном режиме статическими электрическими зарядами и постоянным током. Тем самым еще раз наглядно подтверждается общее положение о критерии существования дисперсии в передающих линиях (см. § 2.5).

Вместе с тем на примере волны E_{11} видно, что понятие напряжения, столь широко используемое в обычной теории цепей, может терять свой смысл при переходе к волноводным системам.

Обратимся к волнам электрического типа, характеризуемым индексами m и n, бо́льшими единицы. Волна E_{21} отличается от вол-

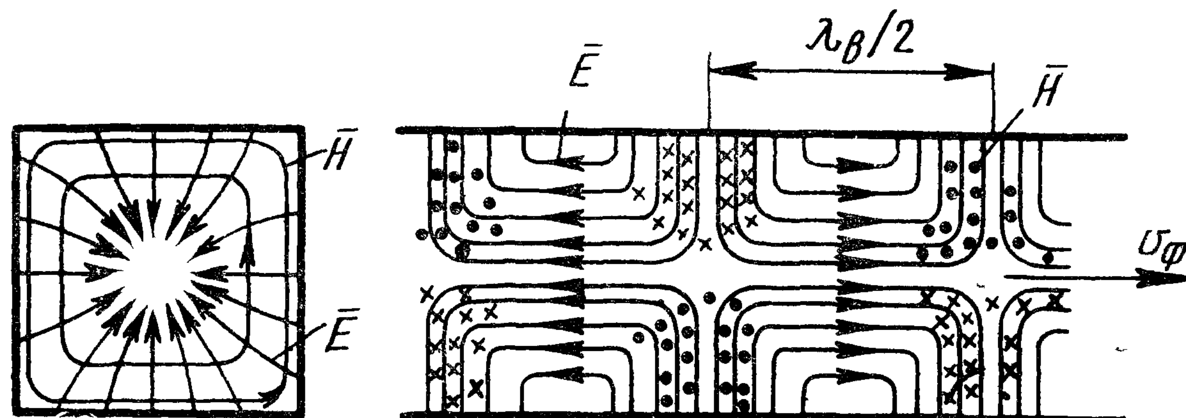


Рис. 3.5. Полная картина электрического и магнитного полей при бегущей волне типа E_{11}

ны E_{11} лишь появлением второго полупериода эпюры по оси x. Это означает, что возникает вторая ячейка поля по стороне a, как показано на рис. 3.6. Волна типа E_{22} характеризуется четырьмя ячейками поля (рис. 3.6). Дальнейшее рассмотрение волн с возрастающими индексами m и n не является необходимым.

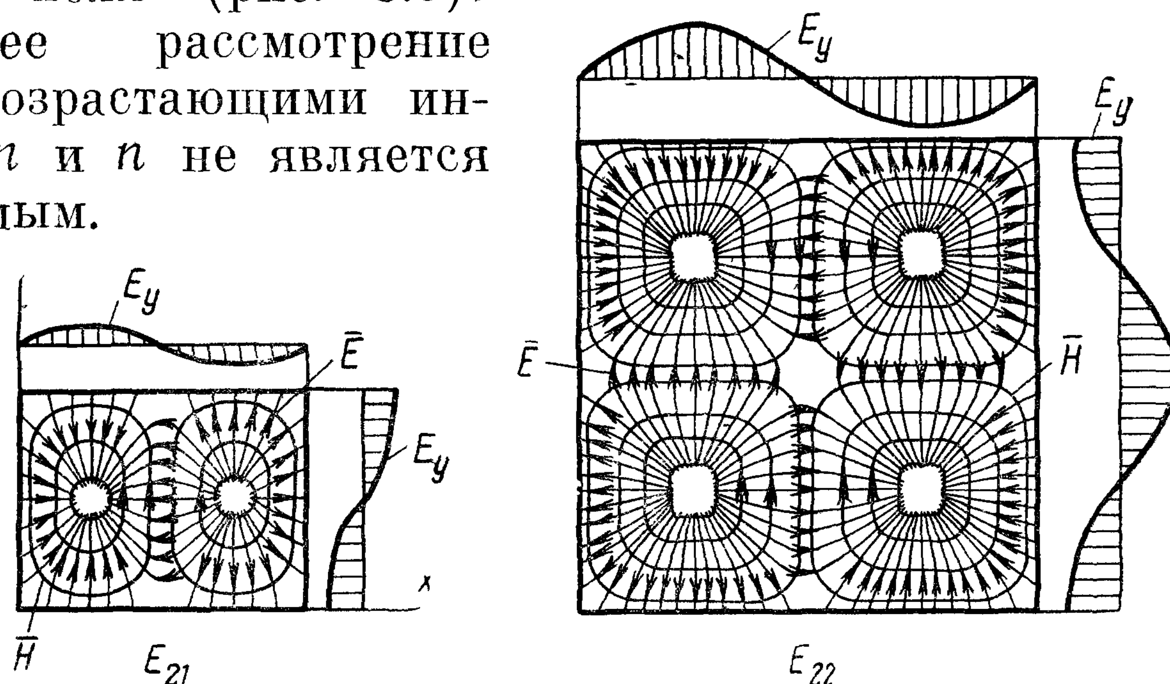


Рис. 3.6. Структура полей волн типов E_{21} и E_{22} в поперечном сечении прямоугольного волновода. Для пояснения смысла индексов m и n показаны эпюры одной из составляющих электрического поля по стенкам волновода

В результате исследования структуры поля выясняется физический смысл индексов m и n, введенных ранее из формальных тригонометрических соображений. Числа m и n показывают количество пространственных полупериодов (вариаций) поля по соответствующей оси координат или, что то же, число простейших ячеек поля вдоль соответствующей стороны сечения прямоугольного волновода.

Простейшей ячейкой для электрических волн является структура волны типа E_{11}. Поэтому достаточно знания структуры поля этой волны, чтобы рассматривать любые волны типа ТМ в прямоугольном волноводе.

§ 3.5. СТРУКТУРА ПОЛЯ В ПРЯМОУГОЛЬНОМ ВОЛНОВОДЕ ПРИ ВОЛНАХ ТИПА ТЕ

В случае магнитных волн электрическое поле всегда лежит в плоскости, нормальной к оси волновода, в то время как магнитные силовые линии являются пространственными кривыми.

Рассмотрение структуры поля начнем с простейшей волны типа H_{10}, уравнения которой рассматривались в § 3.3. Согласно выражениям (3.59) — (3.62), электрическое и магнитное поля этой волны изменяются по закону

$$E_y \sim \sin\left(\frac{\pi}{a}x\right);$$

$$H_x \sim \sin\left(\frac{\pi}{a}x\right)$$

и

$$H_z \sim j\cos\left(\frac{\pi}{a}x\right)$$

при $E_x = H_y = E_z = 0$.

На рис. 3.7 построена эпюра электрического поля в поперечном сечении волновода. Вариация поля вдоль стороны b отсутствует. Вдоль стороны a электрическое поле изменяется по синусоидальному закону; электрические линии везде нормальны к плоскости xz. Структура поля, вытекающая из рассмотренной эпюры, показана на том же рисунке. Густота силовых линий отображает величину напряженности электрического поля.

Интересно отметить, что полученная структура электрического поля соответствует случаю, рассмотренному качественно на рис. 1.1 на базе простейших представлений о длинных линиях (см. § 1.4). Как показывает проведенный анализ, эта структура относится лишь к частному случаю магнитных волн в прямоугольном волноводе.

Структура магнитного поля волны типа H_{10} выясняется из эпюр, приведенных на рис. 3.8. Магнитные линии имеют форму, похожую на эллипсы, и располагаются целиком в плоскости xz, как показано на рис. 3.9. Максимум продольной составляющей H_z смещен вдоль оси z относительно максимума поперечной составляющей H_x на $\frac{\lambda_в}{4}$ [см. множитель j в уравнении (3.61)].

Совмещенная картина электрического и магнитного полей бегущей волны типа H_{10} показана на рис. 3.10. Здесь, как и в случае Е-волн, максимумы поперечных составляющих полей обязательно совпадают.

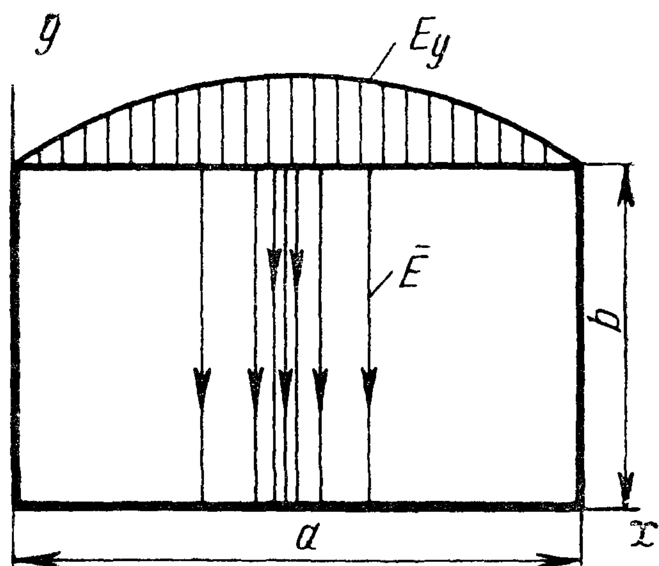


Рис. 3.7. Эпюра и структура электрического поля в поперечном сечении прямоугольного волновода при волне типа H_{10}

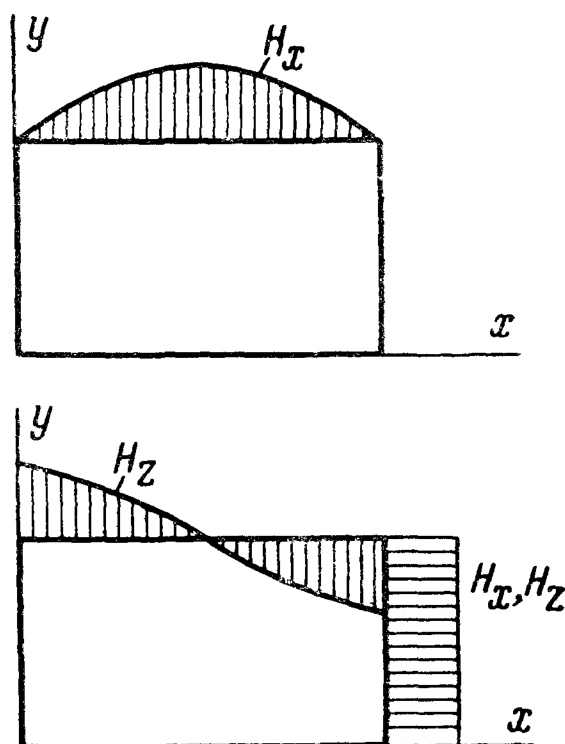
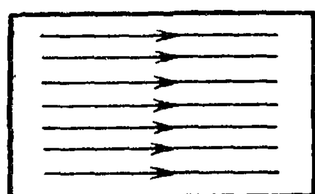


Рис. 3.8. Эпюры магнитного поля в поперечном сечении волновода при волне типа H_{10}



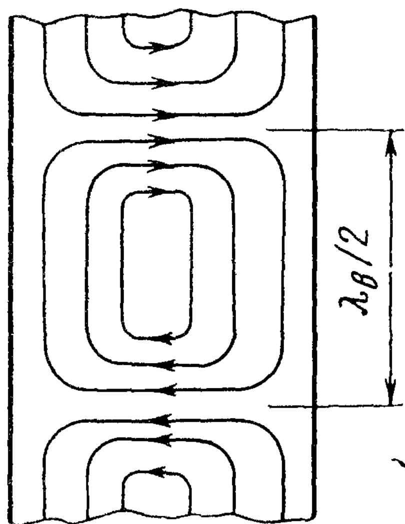


Рис. 3.9. Структура магнитного поля в прямоугольном волноводе при волне типа H_{10}

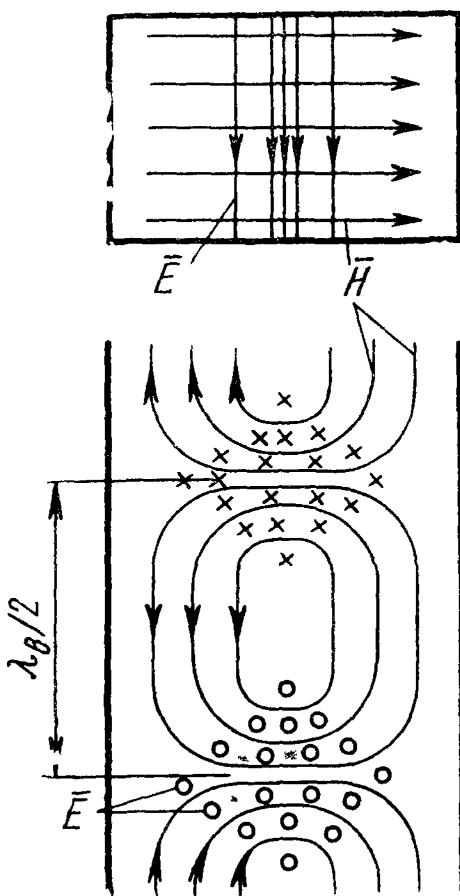


Рис. 3.10. Полная картина электрического и магнитного полей при бегущей волне типа H_{10}

Волны типов H_{20}, H_{30} и т. д. имеют соответственно две, три и более вариаций поля по стороне *a* (рис. 3.11). Волна типа H_{01} отличается от волны типа H_{10} лишь положением плоскости поляризации, т. е. плоскости, проходящей через вектор электрического поля и ось волновода. Следовательно, различать чередование индексов *m* и *n*, например, отличать волну типа H_{10} от волны H_{01} имеет смысл лишь тогда, когда известно соотношение между размерами сечения *a* и *b* или ког-

да условно принято расположение осей координат относительно сечения рассматриваемого волновода.

Магнитные волны, характеризующиеся индексами $m>0$, $n>0$, имеют более сложную структуру поля. На рис. 3.12 показана

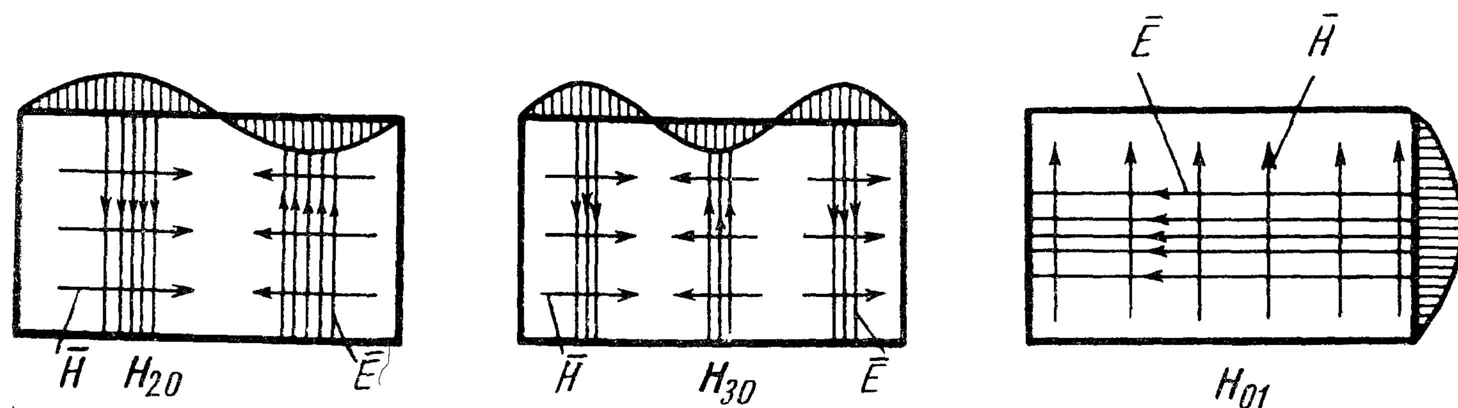


Рис. 3.11. Структура электрического и магнитного полей в поперечном сечении прямоугольного волновода при волнах типов H_{20}, H_{30} и H_{01}

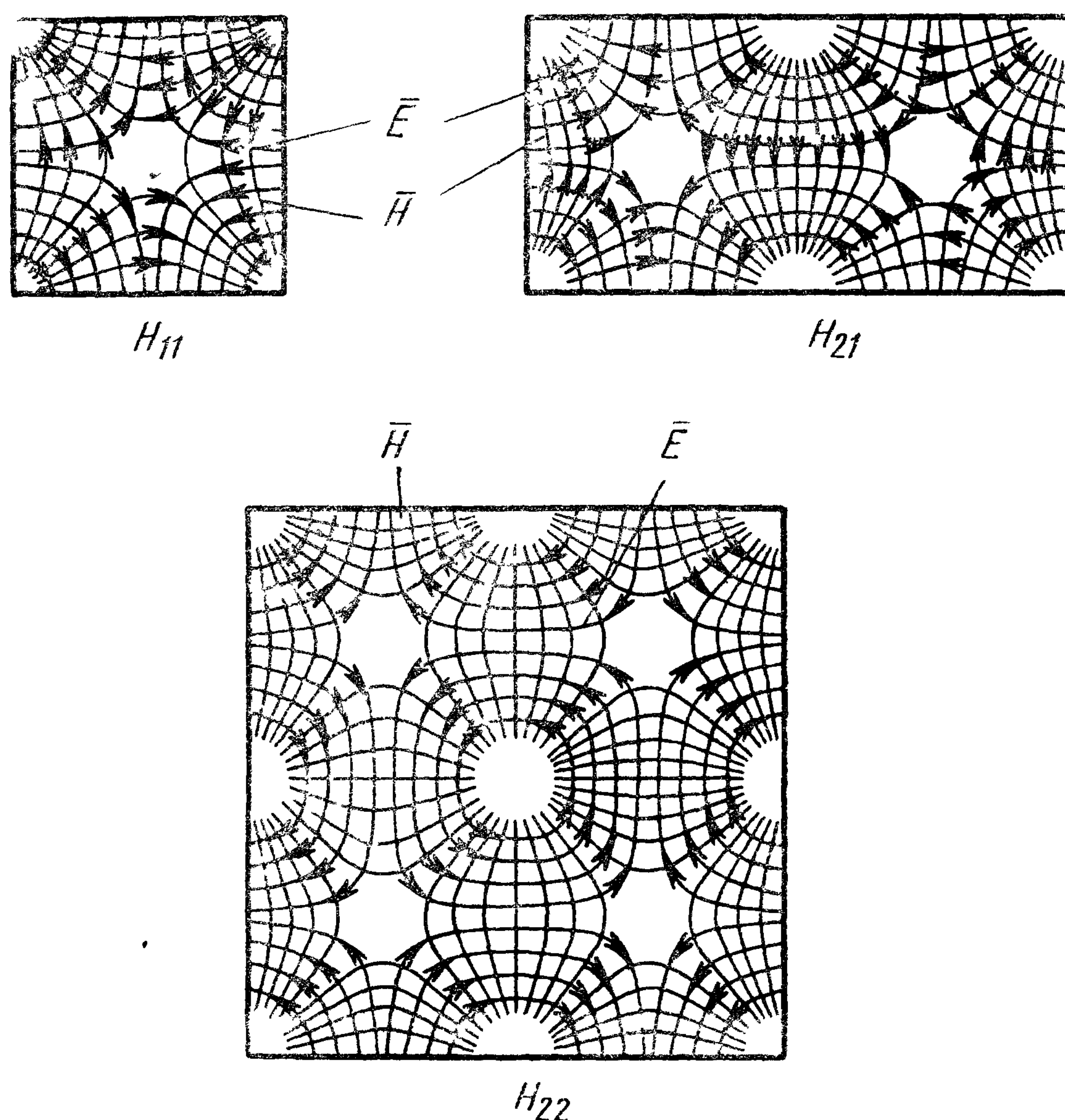


Рис. 3.12. Структура электрического и магнитного полей в поперечном сечении прямоугольного волновода при волнах типов H_{11}, H_{21} и H_{22}

структура волны типа H_{11} в поперечном сечении волновода. Структуру волн типов H_{21} и H_{22}, изображенную на том же рисунке, можно построить, учитывая, что индексы m и n здесь снова указывают на количество вариаций поля по соответствующей оси (число

ячеек поля). Аналогично можно изобразить структуру поля для любой сложной волны H_{mn}.

Таким образом, для описания волн типа TE в прямоугольном волноводе необходимо знать только две простейших ячейки поля. Первая простейшая ячейка соответствует волне типа H_{10}, вторая соответствует волне типа H_{11}. Все остальные волны типа H_{mn} могут быть образованы из указанных простейших ячеек поля.

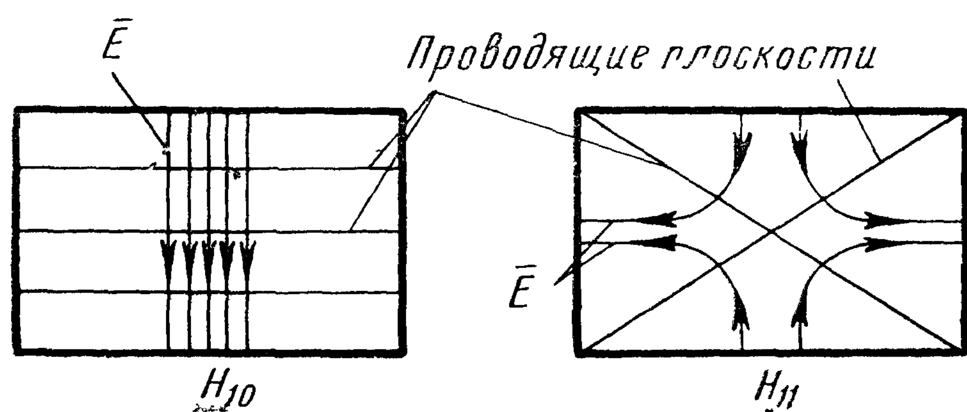


Рис. 3.13. Возможное расположение проводящих плоскостей в прямоугольном волноводе при волнах типов H_{10} и H_{11}

Обращает на себя внимание следующее. В волноводе, возбужденном на любой из волн типов H_{10}, H_{11}, H_{21} и т. д., можно найти плоскости, во всех точках нормальные к электрическим силовым линиям и касательные к магнитным силовым линиям (рис. 3.13). Следовательно, поле данной волны не будет возмущено, если в волноводе расположить тонкие идеально проводящие поверхности, совпадающие с этими плоскостями. В результате прямоугольный волновод, возбужденный на волне типа H_{10}, может быть разделен на сколь угодно большое число волноводов с неизменным размером a и с уменьшенным размером b. В случае волны типа H_{11} волновод разбивается на треугольные ячейки, по которым независимо распространяются электромагнитные волны. Удалив любую из ячеек, можно получить волновод с формой сечения, значительно отличающейся от прямоугольной, но имеющей прежнюю критическую длину волны.

В некоторых случаях аналогичным приемом удается исключить распространение по волноводу какой-либо нежелательной волны, не нарушая распространения другой волны. Для этого в волновод вставляют металлическую решетку, форма которой возможно ближе совпадает с электрическими силовыми линиями нежелательной волны. Если структура поля требуемой волны значительно отличается от структуры нежелательной, то действие решетки на желательную волну может быть весьма незначительным. В то же время волна нежелательного типа отражается от решетки почти так же, как от сплошной металлической поверхности.

Простейший пример использования подобных фильтрующих решеток показан на рис. 3.14, *а*. Здесь нежелательной является волна типа H_{01}, плоскость поляризации которой параллельна широкой стенке волновода.

Другой случай использования структуры поля, часто встречающийся на практике, показан на рис. 3.14, *б*. Металлический стер-

жень, введенный в волновод перпендикулярно узкой стороне не вызывает возмущения поля, если по волноводу распространяется волна типа H_{10}. Такой стержень используется, например, в некоторых типах газоразрядных приборов СВЧ, где он играет роль вспомогательного электрода. Аналогичное устройство часто используется в волноводной технике, например, при конструировании детекторных головок (см. § 8.6).

Приведенные примеры дают некоторое представление, сколь важно точно знать структуру поля в волноводе для решения возникающих на практике задач.

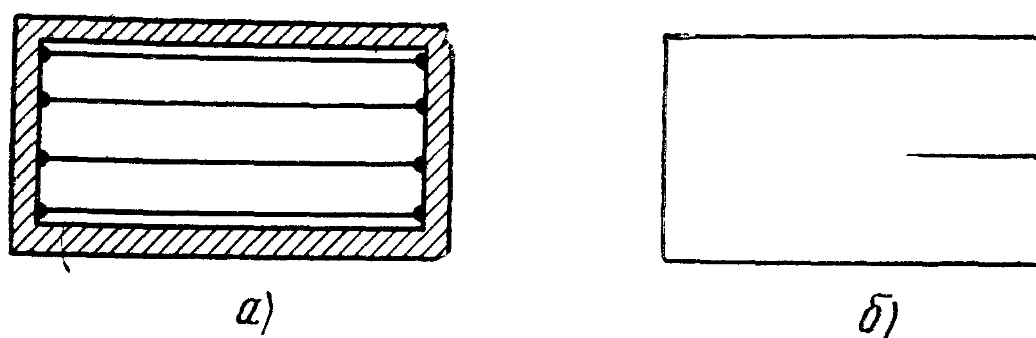


Рис. 3.14. Примеры расположения неотражающих проводящих стержней в волноводе с учетом структуры электрического поля

Существует ли возможность экспериментального наблюдения структуры электромагнитного поля в волноводе? С этой целью внутрь волновода можно ввести небольшой зонд, соединенный с чувствительным индикатором, при условии, что зонд не вносит существенных искажений в исследуемое поле. Известны и другие методы наблюдения структуры поля в волноводах, полностью подтверждающие проведенный теоретический анализ. При практической работе с однородными волноводами всегда можно исходить из наперед известной структуры поля, если установлено, какие типы волн могут существовать в рассматриваемом волноводе при заданной частоте генератора сверхвысокочастотных колебаний.

§ 3.6. ТОКИ В СТЕНКАХ ПРЯМОУГОЛЬНОГО ВОЛНОВОДА

В проведенном анализе распространения волн по волноводу не рассматривались процессы, происходящие в стенках волновода. Между тем из общих электротехнических соображений легко заключить, что по внутренней поверхности стенок должны протекать высокочастотные токи, структура которых тесно связана со структурой поля внутри волновода.

На рис. 3.15 изображены стенка волновода и отрезок магнитной силовой линии, касательной (тангенциальной) к этой стенке. Рассмотрим прямоугольный замкнутый контур протяженностью dl, совпадающий на участке внутри волновода с вектором танген-

циального магнитного поля H_t. Второй участок замкнутого контура расположим в толще металла параллельно его поверхности. Обозначим через H'_t напряженность магнитного поля внутри металла.

По закону полного тока, обходя пунктирный контур, получаем ток проводимости dI, нормальный к поверхности контура:

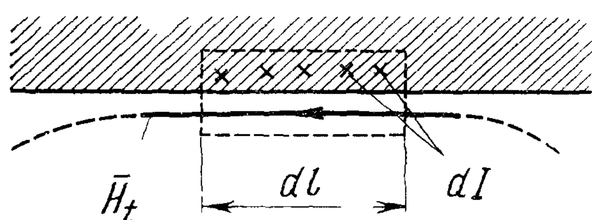


Рис. 3.15. К определению поверхностного тока в стенке передающей линии

$$dI = |\mathrm{H}_t - \mathrm{H}'_t|\,dl.$$

Направление тока dI определяется правилом буравчика.

Полученное соотношение можно переписать в виде

$$J = \frac{dI}{dl} = \mathrm{H}_t - \mathrm{H}'_t|, \quad (3.65)$$

где J — плотность поверхностного тока в стенке волновода в амперах на метр.

Уравнение (3.65) описывает ток, протекающий по поверхности раздела двух любых сред, по заданным тангенциальным составляющим магнитного поля по обе стороны раздела.

Распространяя контур, показанный на рис. 3.15, достаточно далеко внутрь металла, где $\mathrm{H}'_t \to 0$, т. е. охватывая весь поверхностный ток, получаем:

$$J = |\mathrm{H}_t|. \quad (3.66)$$

Таким образом, поверхностная плотность тока в каждой точке на внутренней стенке волновода численно равна напряженности магнитного поля, касательного к рассматриваемой стенке. По правилу буравчика нетрудно заключить, что продольный ток J_z обусловлен поперечными составляющими магнитного поля H_x и H_y. Наоборот, поперечные токи J_x и J_y определяются продольной составляющей магнитного поля H_z.

Глубина проникновения поля в металл δ определяется по уравнению поверхностного эффекта

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\omega\mu_{\text{ст}}\mu_0\sigma_{\text{ст}}}}, \quad (3.67)$$

где $\sigma_{\text{ст}}$ и $\mu_{\text{ст}}$ — активная проводимость материала, из которого изготовлены стенки волновода, и его относительная магнитная проницаемость. В случае, когда стенки волновода выполнены из хорошо проводящего металла (серебро, медь), толщина поверхностного слоя очень мала. На частотах порядка 10^9—10^{10} *гц* она составляет доли или единицы микронов. Поэтому достаточно, например, нанести тонкий слой серебра на волновод, изготовленный

из другого материала, чтобы обеспечить прохождение поверхностного тока по этому хорошо проводящему слою.

Знание направления и величины токов в стенках волновода необходимо для решения многих практически важных задач. Прежде всего, при конечной проводимости металла в стенках волновода имеют место активные потери, что обусловливает некоторое затухание волны, распространяющейся по волноводу. Для вычисления затухания можно в первом приближении воспользоваться уравнениями токов, найденными при предположении об идеальной проводимости стенок волновода.

Не менее существенным является вопрос о том, как будет вести себя волновод при нарушении стенок (при наличии щелей или отверстий в стенках волновода). Если щели нарушают токи, которые должны течь по стенке волновода, то появляется излучение энергии из волновода в окружающее пространство. В некоторых случаях это явление можно использовать, например, для создания специальных щелевых антенн или направленных ответвителей (см. ниже). Часто это излучение бывает, однако, нежелательным, так как за счет нарушения поверхностных токов может произойти отражение волны, распространяющейся по волноводу. Кроме того, в местах, где нарушены высокочастотные токи, при большой мощности возможно искрение (пробой).

Рассмотрим токи, протекающие в стенках прямоугольного волновода. Обратимся сначала к волнам типа ТМ. В силу отсутствия продольной составляющей магнитного поля заключаем, что во всех случаях электрических волн E_{mn} поперечные токи в стенках волновода отсутствуют:

$$J_x = J_y = 0.$$

Продольные токи определяются, как было указано, поперечными составляющими H_x и H_y. Обозначим плотность продольного тока в широкой стенке волновода a через $J_z(a)$ и плотность продольного тока в стенке b через $J_z(b)$. Тогда:

$$J_z(a) = H_x \text{ при } y = 0,\ y = b; \tag{3.68}$$

$$J_z(b) = H_y \text{ при } x = 0,\ x = a. \tag{3.69}$$

Используя уравнения для волн типа E_{mn}, имеем:

$$J_z(a) \sim \sin\left(\frac{\pi m}{a} x\right);$$

$$J_z(b) \sim \sin\left(\frac{\pi n}{a} y\right).$$

На рис. 3.16 построены соответствующие эпюры токов для простейшей волны E_{11}. В каждом сечении волновода направление токов во всех стенках одинаково.

Распределение тока в стенках волновода при волне типа E_{11} с учетом синусоидального изменения вдоль оси z показано на рис. 3.17. Рисунок представляет собой развертку стенок волновода. Построение линий токов проведено для фиксированного момента времени; длина линий тока условно отображает величину плотности тока.

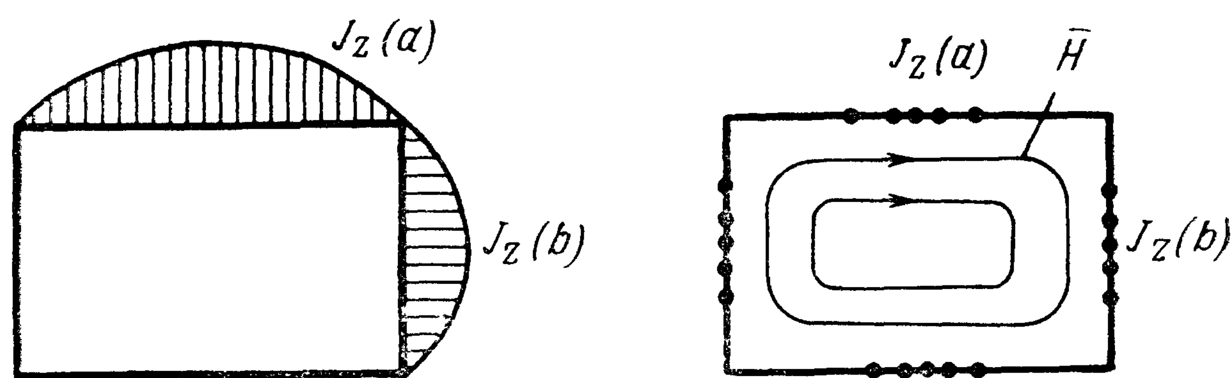


Рис. 3.16. Плотность тока в стенках прямоугольного волновода при волне типа E_{11}

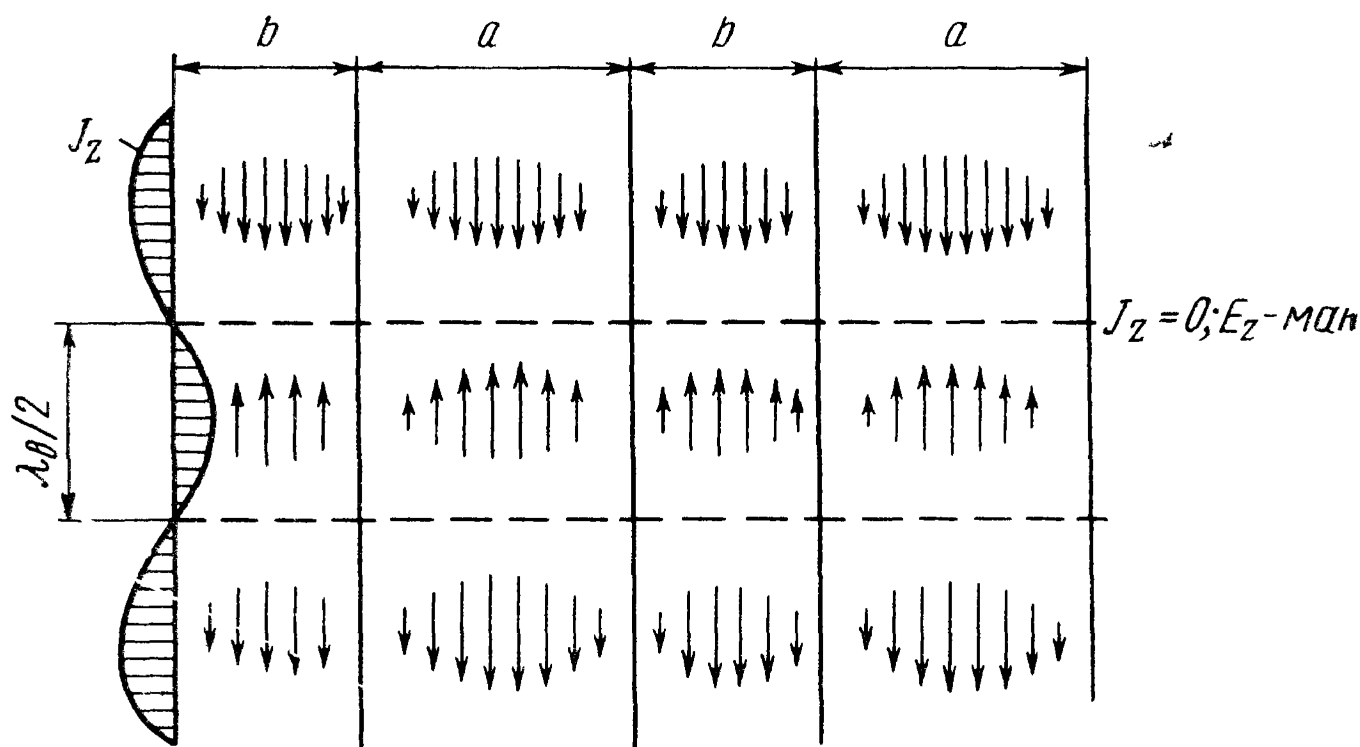


Рис. 3.17 Распределение поверхностных токов в стенках волновода при волне типа E_{11}

Токи на ребрах волновода при волне типа E_{11} равны нулю, поэтому контакт в ребрах принципиальной роли не играет. Более того, в стенках волновода могут быть прорезаны узкие щели, параллельные оси волновода. Распространение волны типа E_{11} (и любых других волн электрического типа) при этом принципиально не нарушается. Наоборот, всякая поперечная щель должна сильно возмущать поле в волноводе, поскольку она обязательно нарушает линии тока в стенках.

Построение линий тока при волнах типов E_{12}, E_{22} и т. д. производится аналогично по известным структурам магнитного поля.

Обратимся к токам магнитных волн. Поскольку в общем случае при волнах H_{mn} имеются все три составляющие магнитного поля, следует сделать вывод о существовании в стенках волновода как продольных, так и поперечных токов. Продольные токи могут быть определены из соотношений (3.68) и (3.69). Плотность поперечных токов зависит от составляющей H_z:

$$J_x(a) = H_z \text{ при } y = 0,\ y = b; \tag{3.70}$$

$$J_y(b) = H_z \text{ при } x = 0,\ x = a. \tag{3.71}$$

Рассмотрим более подробно простейшую магнитную волну типа H_{10}. Согласно уравнениям (3.60)—(3.62), с учетом направления по правилу буравчика имеем:

$$J_z(a) = \pm D \frac{\beta\pi}{\mu\mu_0 a} \sin\left(\frac{\pi}{a} x\right); \tag{3.72}$$

$$J_z(b) = 0; \tag{3.73}$$

$$J_x(a) = \pm jD \frac{\pi^2}{\mu\mu_0 a^2} \cos\left(\frac{\pi}{a} x\right); \tag{3.74}$$

$$J_y(b) = jD \frac{\pi^2}{\mu\mu_0 a^2}. \tag{3.75}$$

Эпюры распределения токов в поперечном сечении волновода при волне типа H_{10} показаны на рис. 3.18. В узкой стенке волновода продольные токи отсутствуют. Поперечный ток в узкой стен-

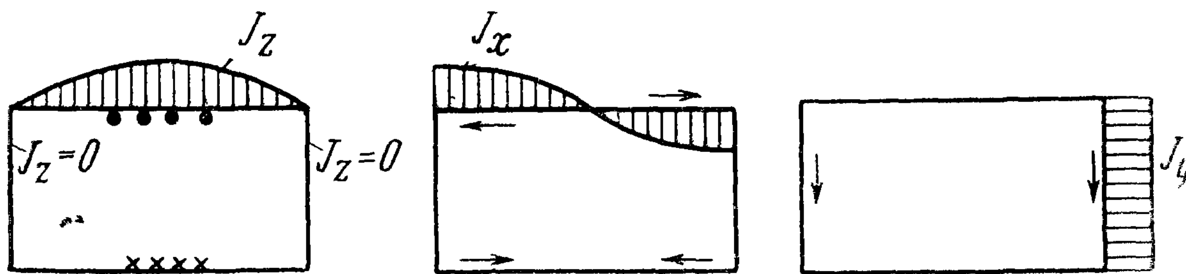


Рис. 3.18. Плотность тока в стенках прямоугольного волновода при волне типа H_{10}

ке волновода в фиксированном сечении не имеет вариаций. Следовательно, любая продольная щель в узкой стенке волновода должна сильно возмущать волну типа H_{10}. Напротив, узкая поперечная щель в стороне b не должна влиять на распространение волны.

Обращает на себя внимание, что в середине широкой стенки волновода при $x = \frac{a}{2}$ поперечный ток равен нулю. Следовательно,

продольная щель, прорезанная точно в середине широкой стенки волновода, не должна влиять на распространение волны типа H_{10} Если же прорезать продольную щель со смещением относительно оси волновода или любую поперечную щель в его широкой стенке, то нормальное распространение волны будет нарушено.

Продольная щель в середине широкой стенки волновода часто используется в волноводной технике для зондовых измерений стоячих волн, рассматриваемых в гл. 7.

Из рис. 3.18 видно, что через ребра волновода при волне типа H_{10} протекает максимальный поперечный ток. Поэтому, если волновод делается составным, следует обеспечить хорошие контакты на ребрах. Разъем волновода лучше делать в середине широкой стенки, изготавливая две П-образные секции. Этот прием используется в случаях, когда необходимо обеспечить особо высокую точность при изготовлении волновода. Однако наиболее оправдано применение бесшовных цельнотянутых металлических труб.

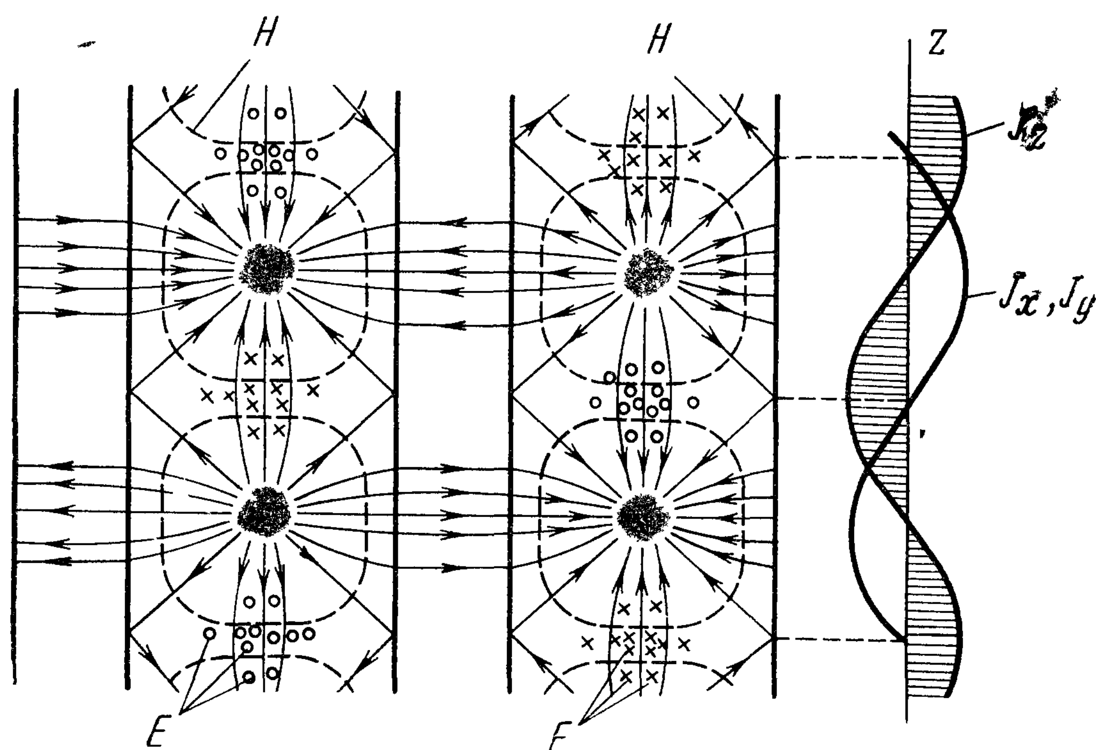


Рис. 3.19. Распределение поверхностных токов в прямоугольном волноводе при волне типа H_{10} и расположение электрических и магнитных силовых линий бегущей волны

Мгновенная структура токов при волне типа H_{10} показана на развертке стенок (см. рис. 3.19). При построении этой структуры учтены синусоидальное распределение волны вдоль оси z и сдвиг фазы продольных токов относительно поперечных токов на $\frac{\pi}{2}$, вытекающий из уравнений (3.72)—(3.75). Для сравнения на этом же рисунке показано поле бегущей волны того же типа. Картина токов и полей передвигается вдоль оси волновода со скоростью, равной фазовой скорости рассматриваемой волны.

Построение эпюр и картин распределения токов при волнах типов H_{01}, H_{20}, H_{11} и т. д. не представляет труда для читателя по рассмотренным ранее структурам полей в волноводе.

Для рассмотрения абсолютной величины токов в стенках волновода необходимо определение постоянной D, входящей в уравнения волн типов ТЕ и ТМ. Ответ на этот вопрос будет получен при расчете мощности, передаваемой по волноводу.

§ 3.7 КРИТИЧЕСКАЯ ДЛИНА ВОЛНЫ И ДИСПЕРСИЯ ВОЛН В ПРЯМОУГОЛЬНОМ ВОЛНОВОДЕ

Условием распространения волн типов H_{mn} и E_{mn} является неравенство $\lambda<\lambda_{кр}$. Под критической длиной волны $\lambda_{кр}$ подразумевается длина волны, измеренная в свободном пространстве, при которой прекращается распространение волны рассматриваемого типа по волноводу, имеющему вакуумное наполнение*.

Обратимся к вычислению критической длины волны для прямоугольного волновода. Согласно общим положениям гл. 2 фазовая постоянная β связана с постоянными ξ и η соотношением

$$\beta^2 = k^2 - (\xi^2 + \eta^2). \tag{3 76}$$

В критическом режиме фазовая постоянная β равна нулю. Величина k, определяемая из выражения (2.50), при $\lambda=\lambda_{кр}$ равна

$$k = \frac{2\pi}{\lambda_{кр}} \sqrt{\varepsilon\mu}$$

Принимая $\varepsilon=\mu=1$ (вакуумное наполнение) и полагая в соотношении (3.76) $\beta^2=0$, получаем:

$$\lambda_{кр} = \frac{2\pi}{\sqrt{\xi^2+\eta^2}}. \tag{3 77}$$

Поперечные постоянные ξ и η согласно уравнениям (3.21) и (3.23), а также (3.44) и (3.46) для электрических и магнитных волн совпадают. Следовательно, выражение критической длины волны является общим как для волн типа TE_{mn}, так и для волн типа TM_{mn}. Подставляя выражения (3.44) и (3.46) в (3.77), получаем весьма часто применяемое и очень важное уравнение·

$$\lambda_{кр} = \frac{2}{\sqrt{\frac{m^2}{a^2}+\frac{n^2}{b^2}}}. \tag{3 78}$$

---

* Определение $\lambda_{кр}$, обсуждавшееся в § 2 4, не является единственно возможным. Иногда под $\lambda_{кр}$ подразумевают критическую длину волны при *любом* диэлектрическом наполнении. В дальнейшем изложении критическая длина волны, соответствующая диэлектрическому наполнению, отличному от вакуума, будет обозначаться через $\lambda'_{кр}$ (см. § 5 5).

Уравнение (3.78) показывает, что каждому типу волны, отличающемуся величинами m и n, соответствует своя критическая длина волны. Однако при равных значениях m и n критические длины волн типов ТЕ и ТМ совпадают. Это значит, что условия существования таких волн, например, как E_{11} и H_{11} или E_{21} и H_{21}, одинаковы. В подобных случаях, когда два или большее число физически различных состояний характеризуются равными параметрами (в данном случае — равной критической длиной волны), принято говорить о *вырождении*.

Следовательно, волны в прямоугольном волноводе обычно имеют двукратное вырождение. Не имеют вырождения только простейшие магнитные волны H_{m0} и H_{0n}, поскольку не существуют волны типа E_{m0} и E_{0n}.

Вычислим критическую длину волны для некоторых типов магнитных и электрических волн. Для волны типа H_{10} имеем: $m=1$, $n=0$. Следовательно, при вакуумном или воздушном наполнении

$$(\lambda_{кр})_{H_{10}} = 2a. \tag{3.79}$$

Волны типов H_{01} и H_{20} соответственно имеют критическую длину волны

$$(\lambda_{кр})_{H_{01}} = 2b; \tag{3.80}$$

$$(\lambda_{кр})_{H_{20}} = a. \tag{3.81}$$

Для волн типов E_{11} и H_{11} критическая длина волны одинакова и составляет

$$(\lambda_{кр})_{E_{11}} = (\lambda_{кр})_{H_{11}} = \frac{2ab}{\sqrt{a^2+b^2}}. \tag{3.82}$$

В § 2.7 указывалось, что волну, для которой константа $\lambda_{кр}$ имеет наибольшую величину, принято называть *низшей волной* рассматриваемого волновода. В прямоугольном волноводе при заданных размерах a, b, согласно соотношениям (3.78)—(3.82), критическая длина волны тем больше, чем меньше величина чисел m и n. Поскольку для Е-волн нулевые значения этих чисел невозможны, следует заключить, что низшей волной в прямоугольном волноводе является волна типа H_{10} или H_{01} в зависимости от соотношения между размерами a и b.

Обычно через a обозначают больший размер сечения волновода. В этом случае низшей следует считать волну типа H_{10}. Соответствующая ей критическая длина волны имеет наибольшую величину, а критическая частота является наименьшей. В дальнейшем изложении для ясности будем предполагать $a>b$. Низшая волна в прямоугольном волноводе всегда будет обозначаться через H_{10} или TE_{10}.

Если при заданных размерах a, b необходимо использовать волновод на возможно более низких частотах или, наоборот, необходимо получить наименьшие размеры сечения волновода для передачи энергии на данной частоте, то желательно использовать тип волны с наибольшей возможной критической длиной волны. Последнее обстоятельство очень важно, так как из него вытекает, что для обеспечения наименьших габаритов и веса волновода необходимо использовать низший тип волны. Существуют и другие причины, в силу которых предпочтение обычно отдается низшей волне (см. гл. 5).

Для иллюстрации изложенного рассмотрим числовой пример и определим критические волны прямоугольного волновода с внутренними размерами сечения 23 *мм* и 10 *мм**. Полагая, что волновод наполнен воздухом, получаем:

Тип волны	H_{10}	H_{20}	H_{30}	H_{01}	H_{02}	H_{11}, E_{11}	H_{21}, E_{21}	H_{31}, E_{31}
$\lambda_{кр}$, *см*	4,60	2,30	~ 1,53	2,00	1,00	~ 1,83	~ 1,51	~ 1,21

На рис. 3.20 изображены шкалы длин волн и частот, на которых нанесены вычисленные значения критических длин волн и соответствующие им критические частоты. Заштрихованная на рисунке область соответствует полной отсечке. По волноводу в этой области не могут распространяться никакие волны. В сторону коротких волн и высоких частот густота расположения критических волн возрастает, что указывает на возможность существования все большего количества типов волн. Если, например, на волне $\lambda=3,2$ *см*, т. е. при частоте 9375 *Мгц*, по рассматриваемому волноводу может распространяться волна одного типа H_{10}, то на волне $\lambda=1,6$ *см* (частота 18 750 *Мгц*) возможно уже существование волн типов H_{10}, H_{20}, H_{01}, H_{11} и E_{11}. При дальнейшем повышении частоты возможно возникновение еще большего числа типов волн.

Рассмотренный пример позволяет уяснить разницу между бесконечным числом типов волн, могущих существовать в волноводе в общем случае, и конечным числом типов волн, распространяющихся по конкретному волноводу при фиксированной (конечной) частоте.

Представляет интерес обратная задача. Определим минимальные допустимые размеры прямоугольного волновода для передачи на заданной частоте, например при $\nu=60$ *Мгц* ($\lambda=5$ *м*). Согласно

---

* О стандартных размерах сечения волноводов, применяемых на практике, см. в § 5.6.

изложенному, необходимо обратиться к низшему типу волны H_{10}. Из уравнения (3.79) следует, что размер *a* сечения волновода должен быть больше 2,5 *м*. Отсюда понятно, почему волноводы представляют реальный интерес главным образом в диапазоне частот выше 100—300 *Мгц*. Даже на метровых волнах, применяемых в технике связи и в телевидении, размеры волновода становятся обычно недопустимо большими.

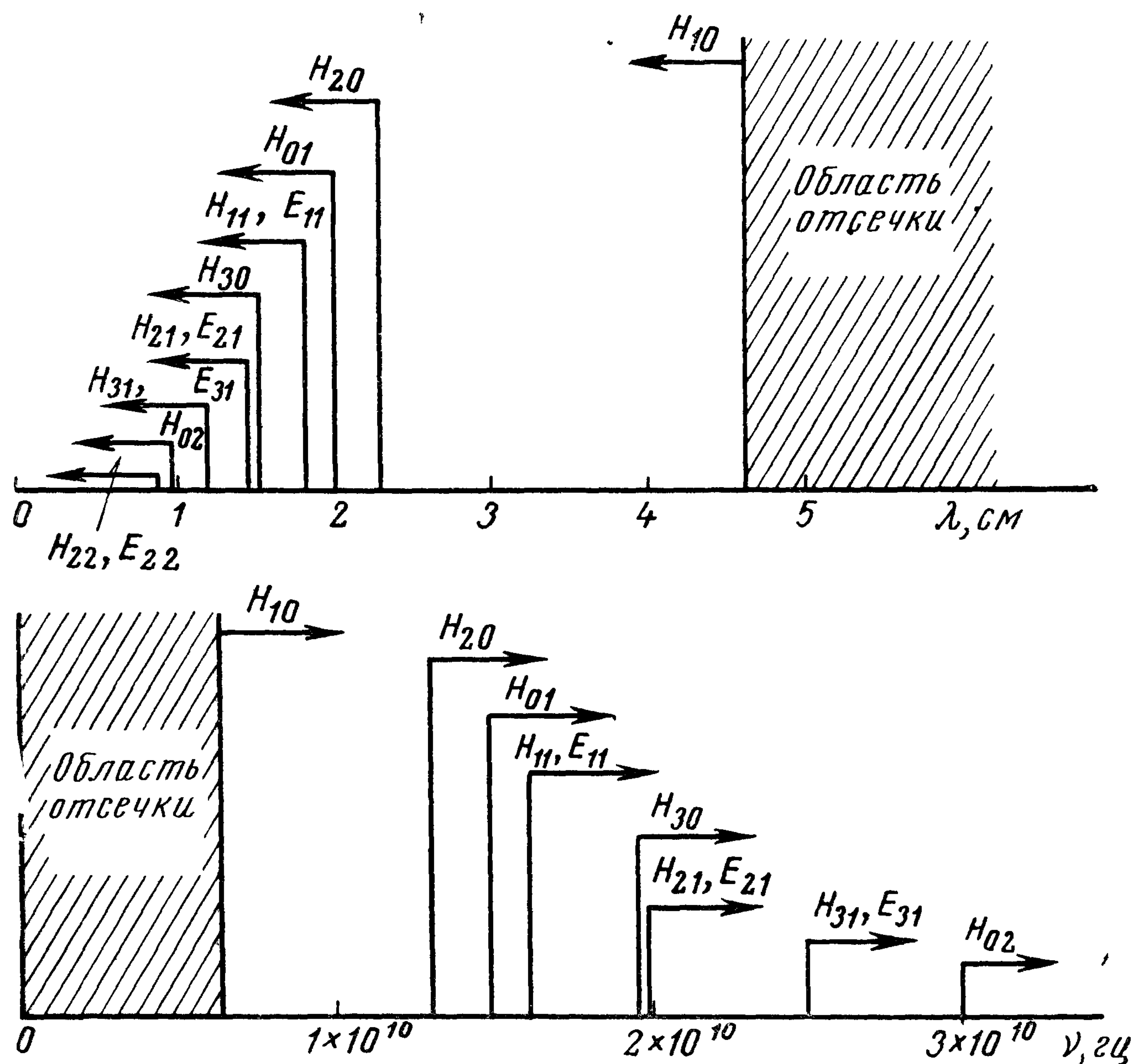


Рис. 3.20. Критические длины волн и критические частоты прямоугольного волновода с размерами сечения $a = 23$ *мм*; $b = 10$ *мм*

Обратимся к длине волны, распространяющейся по волноводу. Зная величину $\lambda_{кр}$, нетрудно найти длину волны $\lambda_в$, а также фазовую скорость $v_ф$. Для их вычисления следует воспользоваться уравнениями (2.55) и (2.57) или, для случая воздушного наполнения,— (2.56) и (2.58).

В качестве примера определим длину волны в волноводе с внутренними размерами 23×10 *мм* при возбуждении на частоте 9375 *Мгц*. Данной частоте соответствует длина волны в свободном пространстве λ, равная 3,2 *см*. При этих условиях, как показано в предыдущем числовом расчете, по волноводу может распространяться только волна типа H_{10}. Следовательно, $\lambda_{кр} = 4{,}6$ *см* и длина волны $\lambda_в$ из выражения (2.56) приблизительно равна 4,46 *см*.

Длину волны $\lambda_в$ легко измерить, создавая стоячую волну. Для этого можно, например, расположить в поперечном сечении волновода проводящую стенку. Опыт показывает чрезвычайно точное совпадение экспериментальных и расчетных данных. В некоторых случаях измерение $\lambda_в$ удается использовать даже для нахождения расчетным путем длины волны в свободном пространстве λ и для определения частоты колебаний.

Можно задаться вопросом, какова будет длина волны в рассмотренном волноводе, например, при частоте 18 750 *Мгц* ($\lambda = 1{,}6$ *см*). Как видно из рис. 3.20, при этом могут существовать пять различных типов волн, из них два типа вырожденных. Зная критические длины волн для каждого из типов, можно вычислить пять значений $\lambda_в$ (два значения $\lambda_в$ оказываются здесь одинаковыми). Волновод ведет себя в данном случае, как пять независимых линий передачи, характеризуемых различными (вполне определенными) значениями $\lambda_{кр}$, $\lambda_в$ и $v_ф$. Однако решение вопроса о том, как распределяется между этими волнами мощность, передаваемая по волноводу, является нелегкой задачей.

Глава четвертая

ВОЛНОВОДЫ КРУГЛОГО СЕЧЕНИЯ

§ 4.1. УРАВНЕНИЯ ПОЛЯ В ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ СИСТЕМЕ КООРДИНАТ

Решение задачи распространения волн в волноводе круглого сечения с физической точки зрения не отличается от случая прямоугольного волновода, рассмотренного в гл. 3. Основное математическое отличие заключается в выборе цилиндрической системы координат, изображенной на рис. 4.1, в которой наиболее просто записываются граничные условия — равенство нулю тангенциальной составляющей электрического поля на поверхности идеально проводящего цилиндра.

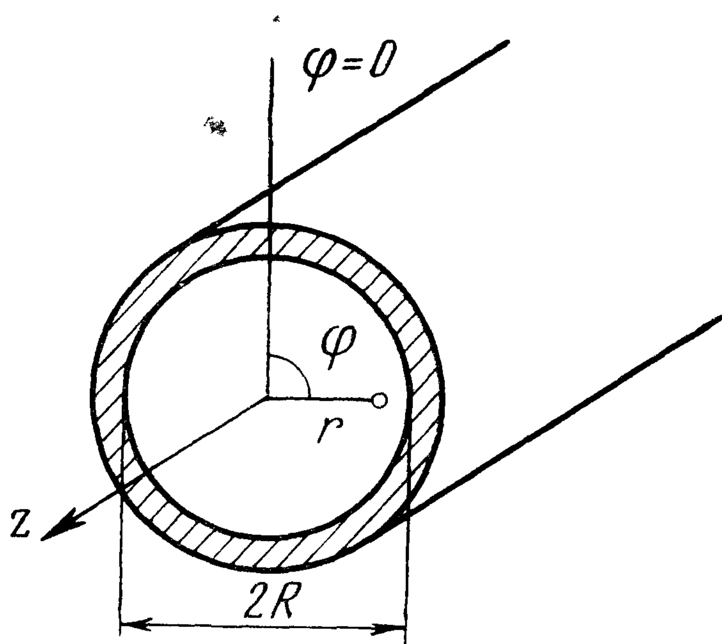


Рис. 4.1. Волновод круглого сечения

Таким образом, граничные условия могут быть в рассматриваемом случае записаны в виде

$$E_\varphi = 0 \text{ при } r = R; \quad (4.1)$$

$$E_z = 0 \text{ при } r = R, \quad (4.2)$$

где E_φ и E_z — азимутальная и осевая составляющие электрического поля в волноводе и R — радиус волновода.

Как и в случае прямоугольного волновода, будем полагать волновод заполненным однородным изотропным диэлектриком без потерь.

Для нахождения уравнений волн типов ТМ и ТЕ воспользуемся, как и в гл. 3, методом вычисления поперечных составляющих через продольные составляющие поля E_z и H_z. Векторная операция ротора в цилиндрической системе координат имеет вид

$$\text{rot}\,\mathbf{E} = \left(\frac{1}{r}\frac{\partial E_z}{\partial \varphi} - \frac{\partial E_\varphi}{\partial z}\right)\mathbf{e}_r + \left(\frac{\partial E_r}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial r}\right)\mathbf{e}_\varphi + \frac{1}{r}\left(r\frac{\partial E_\varphi}{\partial r} + E_\varphi - \frac{\partial E_r}{\partial \varphi}\right)\mathbf{e}_z, \quad (4.3)$$

где $\mathbf{e}_r$, $\mathbf{e}_\varphi$, $\mathbf{e}_z$ — единичные векторы (орты) по координатам r, φ, z.

Пользуясь выражением (4.3), разложим по ортам цилиндрической системы координат уравнения (2.9) и (2.10) при отсутствии потерь в диэлектрике ($\varepsilon'=\varepsilon$):

$$\frac{1}{r}\frac{\partial E_z}{\partial \varphi}-\frac{\partial E_\varphi}{\partial z}=-j\omega\mu\mu_0 H_r; \qquad \frac{1}{r}\frac{\partial H_z}{\partial \varphi}-\frac{\partial H_\varphi}{\partial z}=j\,\omega\varepsilon\varepsilon_0 E_r;$$

$$\frac{\partial E_r}{\partial z}-\frac{\partial E_z}{\partial r}=-j\,\omega\mu\mu_0 H_\varphi; \qquad \frac{\partial H_r}{\partial z}-\frac{\partial H_z}{\partial r}=j\,\omega\varepsilon\varepsilon_0 E_\varphi;$$

$$\frac{1}{r}E_\varphi+\frac{\partial E_\varphi}{\partial r}-\frac{1}{r}\frac{\partial E_r}{\partial \varphi}=-j\,\omega\mu\mu_0 H_z; \qquad \frac{1}{r}H_\varphi+\frac{\partial H_\varphi}{\partial r}-$$

$$-\frac{1}{r}\frac{\partial H_r}{\partial \varphi}=j\,\omega\varepsilon\varepsilon_0 E_z.$$

Производя дифференцирование по z с учетом множителя $e^{j\omega t-\gamma z}$ и выполняя несложные преобразования, подобные преобразованиям, описанным в § 2.5, получаем:

$$E_r=-\frac{1}{k^2+\gamma^2}\left(\gamma\frac{\partial E_z}{\partial r}+j\frac{\omega\mu\mu_0}{r}\frac{\partial H_z}{\partial \varphi}\right); \tag{4.4}$$

$$E_\varphi=\frac{1}{k^2+\gamma^2}\left(-\frac{\gamma}{r}\frac{\partial E_z}{\partial \varphi}+j\,\omega\mu\mu_0\frac{\partial H_z}{\partial r}\right); \tag{4.5}$$

$$H_r=\frac{1}{k^2+\gamma^2}\left(j\frac{\omega\varepsilon\varepsilon_0}{r}\frac{\partial E_z}{\partial \varphi}-\gamma\frac{\partial H_z}{\partial r}\right); \tag{4.6}$$

$$H_\varphi=-\frac{1}{k^2+\gamma^2}\left(j\,\omega\varepsilon\varepsilon_0\frac{\partial E_z}{\partial r}+\frac{\gamma}{r}\frac{\partial H_z}{\partial \varphi}\right). \tag{4.7}$$

Подобно уравнениям (2.71)—(2.74), полученные соотношения являются суммой двух линейно независимых решений, зависящих соответственно только от E_z и H_z. Таким образом, поле в круглом волноводе разделяется на волны типов ТЕ и ТМ.

Дальнейшее рассмотрение поля в круглом волноводе требует, как обычно, решения волнового векторного уравнения (2.14) или (2.15) и нахождения выражений для составляющих E_z и H_z.

Для того чтобы развернуть оператор второго порядка типа $\nabla^2\mathrm{E}$ в цилиндрической системе координат, следует воспользоваться векторными соотношениями по координатам r, φ, z:

$$(\nabla^2 \mathrm{E})_r=\mathrm{grad}_r\,\mathrm{div}\,\mathrm{E}-\mathrm{rot}_r\,\mathrm{rot}\,\mathrm{E}$$

. . . .

Операции дивергенции и градиента в цилиндрических координатах записываются в виде

$$\mathrm{div}\,\mathrm{E}=\frac{1}{r}E_r+\frac{\partial E_r}{\partial r}+\frac{1}{r}\frac{\partial E_\varphi}{\partial \varphi}+\frac{\partial E_z}{\partial z},$$

$$\mathrm{grad}\,\Phi=\frac{\partial \Phi}{\partial r}\mathrm{e}_r+\frac{1}{r}\frac{\partial \Phi}{\partial \varphi}\mathrm{e}_\varphi+\frac{\partial \Phi}{\partial z}\mathrm{e}_z$$

Используя эти соотношения совместно с (4.3), можно переписать волновое уравнение относительно вектора E в виде трех скалярных уравнений, соответствующих членам при ортах e_r, e_φ, e_z. Последнее из этих уравнений дает:

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 E_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial E_z}{\partial r} + \frac{1}{r^2}\frac{\partial^2 E_z}{\partial \varphi^2} + k^2 E_z = 0 \tag{4.8}$$

Аналогичное уравнение может быть получено для составляющей H_z.

Решение уравнения типа (4.8) может быть произведено, как и в § 2.2, методом разделения переменных. Например, для величины E_z положим

$$E_z = R(r)\,\Phi(\varphi)\,Z(z)\,e^{j\omega t}. \tag{4.9}$$

После подстановки выражения (4.9) в (4.8) имеем:

$$\frac{1}{R}\frac{\partial^2 R}{\partial r^2} + \frac{1}{rR}\frac{\partial R}{\partial r} + \frac{1}{r^2\Phi}\frac{\partial^2 \Phi}{\partial \varphi^2} + \frac{1}{Z}\frac{\partial^2 Z}{\partial z^2} + k^2 = 0. \tag{4.10}$$

Обозначим

$$\frac{1}{Z}\frac{\partial^2 Z}{\partial z^2} = \gamma^2; \tag{4.11}$$

$$\frac{1}{\Phi}\frac{\partial^2 \Phi}{\partial \varphi^2} = -n^2. \tag{4.12}$$

Подставляя (4.11) и (4.12) в (4.10), получаем уравнение относительно сомножителя $R(r)$:

$$r^2\frac{\partial^2 R}{\partial r^2} + r\frac{\partial R}{\partial r} + R\left[r^2(k^2+\gamma^2) - n^2\right] = 0. \tag{4.13}$$

Таким образом, уравнение (4.8) в частных производных расщепилось на три независимых дифференциальных уравнения (4.11) — (4.13) относительно функций R, Φ, Z. Решения первых двух уравнений имеют вид

$$Z = C_1 e^{\gamma z} + C_2 e^{-\gamma z}; \tag{4.14}$$

$$\Phi = C_3 \cos n\varphi + C_4 \sin n\varphi. \tag{4.15}$$

В выражении (4.15) можно использовать преобразование вида $B\cos(n\varphi - \psi)$ подобно тому, как это было сделано в случае прямоугольного волновода. Однако нетрудно видеть, что отсутствие определенного начала отсчета углов φ в сечении с полной геометрической симметрией делает невозможным определение постоянной ψ.

Оставшееся уравнение (4.13) относительно функции $R(r)$, может быть сведено к обычному уравнению Бесселя с помощью подстановки

$$r^2(k^2+\gamma^2) = \xi^2,$$

$$\xi^2\frac{d^2 R}{d\xi^2} + \xi\frac{dR}{d\xi} + R(\xi^2 - n^2) = 0. \tag{4.16}$$

Решение уравнения (4.16) выражается через функции Бесселя первого и второго рода n-го порядка:

$$R(r) = C_5 J_n\left(r\sqrt{k^2+\gamma^2}\right) + C_6 N_n\left(r\sqrt{k^2+\gamma^2}\right). \tag{4.17}$$

Для ориентировки на рис. 4.2 приведены графики функций Бесселя. Уместно отметить некоторое внешнее сходство этих функций с тригонометрическими функциями синуса и косинуса.

Отбрасывая волну, распространяющуюся в сторону отрицательных значений z [первый член в уравнении (4.14)], получаем:

$$E_z = \{C_5 J_n (r\sqrt{k^2+\gamma^2}) + C_6 N_n (r\sqrt{k^2+\gamma^2})\} \cdot [C_3 \cos n\varphi + \\ + C_4 \sin n\varphi] C_2 e^{j\omega t - \gamma z}. \quad (4.18)$$

Последнее выражение можно сокращенно переписать в виде

$$E_z = B\{C_7 J_n (r\sqrt{k^2+\gamma^2}) + C_8 N_n \times \left(r\sqrt{k^2+\gamma^2}\right)\}\begin{matrix}\cos\\ \sin\end{matrix} n\varphi\, e^{j\omega t - \gamma z}, \quad (4.19)$$

где B, C_7 и C_8 — постоянные, определяющие амплитуду поля в волноводе.

Совершенно аналогичные уравнения могут быть написаны и для составляющей H_z.

При $r \to 0$ функция Бесселя второго рода стремится к минус бесконечности (см. рис. 4.2). Из условия конечных значений передаваемой мощности и напряженности полей в центре полой трубы заключаем, что постоянная C_8 в уравнении (4.19)) должна быть равна нулю. Таким образом, решения для продольных составляющих поля в круглом волноводе сводятся к виду:

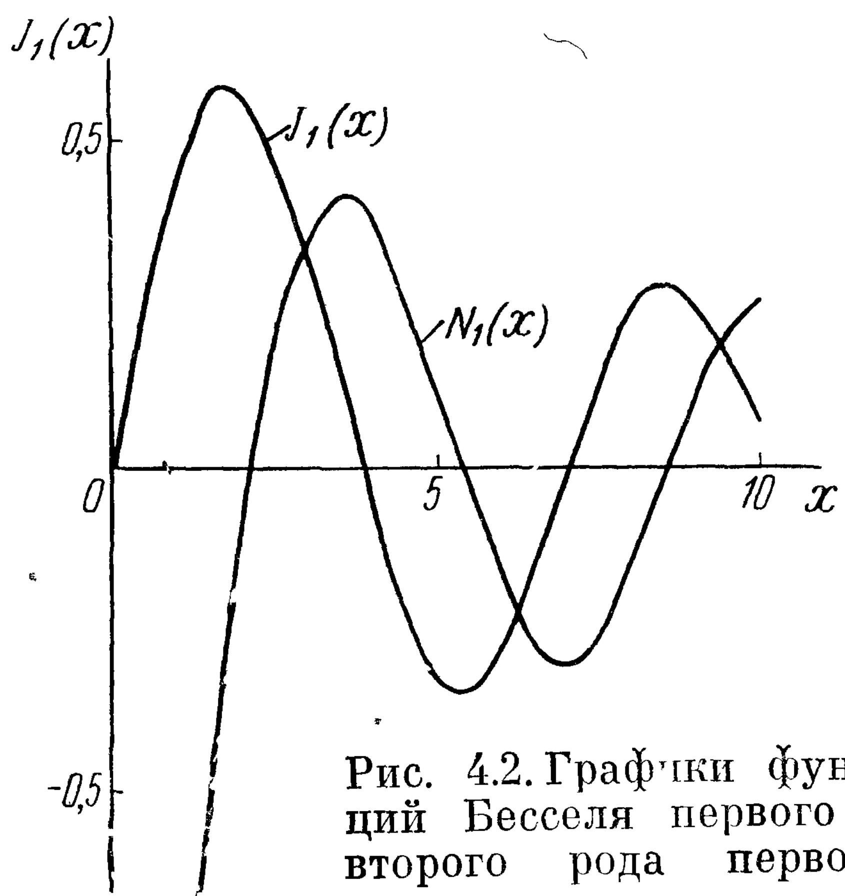


Рис. 4.2. Графики функций Бесселя первого и второго рода первого порядка

$$\left.\begin{matrix}E_z\\ H_z\end{matrix}\right\} = D_1 J_n (r\sqrt{k^2+\gamma^2}) \begin{matrix}\cos\\ \sin\end{matrix} n\varphi\, e^{j\omega t - \gamma z}. \quad (4.20)$$

§ 4.2. ВОЛНЫ ТИПА ТМ В КРУГЛОМ ВОЛНОВОДЕ

Для нахождения уравнений составляющих поля волн электрического типа в круглом волноводе в уравнениях (4.4) — (4.7) положим $H_z = 0$. Будем сразу рассматривать волны, распространяющиеся без затухания, т. е. $\gamma = j\beta$. В этом случае уравнения поперечных составляющих волн типа ТМ приобретают вид:

$$E_r = -\frac{j\beta}{k^2-\beta^2}\frac{\partial E_z}{\partial r}; \quad (4.21)$$

$$E_\varphi = -\frac{j\beta}{r(k^2-\beta^2)}\frac{\partial E_z}{\partial \varphi}; \quad (4.22)$$

$$H_r = \frac{j\omega\varepsilon\varepsilon_0}{r(k^2-\beta^2)} \frac{\partial E_z}{\partial \varphi}; \tag{4.23}$$

$$H_\varphi = -\frac{j\omega\varepsilon\varepsilon_0}{k^2-\beta^2} \frac{\partial E_z}{\partial r}. \tag{4.24}$$

Продольная составляющая E_z согласно решению, приведенному в § 4.1, оказывается равной

$$E_z = D_1 J_n \left(r \sqrt{k^2-\beta^2}\right) \begin{matrix}\cos\\ \sin\end{matrix}\, n\varphi e^{j(\omega t-\beta z)}. \tag{4.25}$$

Подставляя соотношение (4.25) в (4.21) — (4.24), можно найти остальные составляющие поля в круглом волноводе при волнах типа ТМ. Для сокращения записи обозначим

$$D = -j\frac{D_1}{k^2-\beta^2}.$$

В результате семейство уравнений поля при волнах типа ТМ в круглом волноводе приобретает вид

$$E_r = D\beta\sqrt{k^2-\beta^2}\; J'_n\left(r\sqrt{k^2-\beta^2}\right) \begin{matrix}\cos\\ \sin\end{matrix}\, n\varphi; \tag{4.26}$$

$$E_\varphi = \mp D\beta \frac{n}{r} J_n\left(r\sqrt{k^2-\beta^2}\right) \begin{matrix}\sin\\ \cos\end{matrix}\, n\varphi; \tag{4.27}$$

$$E_z = jD(k^2-\beta^2) J_n\left(r\sqrt{k^2-\beta^2}\right) \begin{matrix}\cos\\ \sin\end{matrix}\, n\varphi; \tag{4.28}$$

$$H_r = \pm D\omega\varepsilon\varepsilon_0 \frac{n}{r} J_n\left(r\sqrt{k^2-\beta^2}\right) \begin{matrix}\sin\\ \cos\end{matrix}\, n\varphi; \tag{4.29}$$

$$H_\varphi = D\omega\varepsilon\varepsilon_0 \sqrt{k^2-\beta^2}\; J'_n\left(r\sqrt{k^2-\beta^2}\right) \begin{matrix}\cos\\ \sin\end{matrix}\, n\varphi; \tag{4.30}$$

$$H_z = 0. \tag{4.31}$$

Через $J'_n(r\sqrt{k^2-\beta^2})$ в этих выражениях обозначена производная бесселевой функции первого рода n-го порядка от аргумента $(r\sqrt{k^2-\beta^2})$. Во всех уравнениях (4.26) — (4.30) множитель $e^{j(\omega t-\beta z)}$ опущен.

Остается определить постоянные, входящие в выражения составляющих поля. На стенке волновода при $r=R$ $E_\varphi=E_z=0$. Это условие можно выполнить для любых φ только при

$$J_n(R\sqrt{k^2-\beta^2}) = 0,$$

где R — радиус круглого волновода.

Обозначим безразмерные корни функции Бесселя через ν_{ni}:

$$\nu_{ni} = R\sqrt{k^2 - \beta^2},$$

где i — номер корня ($i=1, 2, 3...$).

Следовательно,

$$k^2 - \beta^2 = \left(\frac{\nu_{ni}}{R}\right)^2. \qquad (4.32)$$

Обозначим, как это делалось при рассмотрении общего случая в § 2.3,

$$k^2 - \beta^2 = k_{кр}^2; \quad k_{кр} = \frac{2\pi}{\lambda_{кр}}.$$

Отсюда с учетом соотношения (4.32) критическая длина волны для волн типа TM_{ni} или E_{ni} в круглом волноводе равна

$$(\lambda_{кр})_{E_{ni}} = \frac{2\pi R}{\nu_{ni}}. \qquad (4.33)$$

Индекс n в уравнении (4.33) может принимать не только целочисленные, но и нулевые значения. Дробные значения n не имеют физического смысла, поскольку в этом случае однозначность поля не может быть обеспечена при обходе по азимуту на 2π.

Численные значения корней ν_{ni} можно получить из таблиц бесселевых функций. В простейших случаях имеем:

волна типа E_{01}: $\nu_{01} \cong 2{,}405$; $\lambda_{кр} \cong 2{,}62\ R$; (4.34)
волна типа E_{11}: $\nu_{11} \cong 3{,}832$; $\lambda_{кр} \cong 1{,}64\ R$. (4.35)

Для некоторых других типов волн TM_{ni} значения $\lambda_{кр}$ приведены в табл. 4.1.

С учетом (4.32) получаем окончательные уравнения волн электрического типа в круглом волноводе:

$$E_r = D\beta\frac{\nu_{ni}}{R}J_n'\left(r\frac{\nu_{ni}}{R}\right)\begin{matrix}\cos\\ \sin\end{matrix}\, n\varphi; \qquad (4.36)$$

$$E_\varphi = \mp D\beta\frac{n}{r}J_n\left(r\frac{\nu_{ni}}{R}\right)\begin{matrix}\sin\\ \cos\end{matrix}\, n\varphi; \qquad (4.37)$$

$$E_z = jD\left(\frac{\nu_{ni}}{R}\right)^2 J_n\left(r\frac{\nu_{ni}}{R}\right)\begin{matrix}\cos\\ \sin\end{matrix}\, n\varphi; \qquad (4.38)$$

$$H_r = \pm D\omega\varepsilon\varepsilon_0\frac{n}{r}J_n\left(r\frac{\nu_{ni}}{R}\right)\begin{matrix}\sin\\ \cos\end{matrix}\, n\varphi; \qquad (4.39)$$

$$H_\varphi = D\omega\varepsilon\varepsilon_0\frac{\nu_{ni}}{R}J_n'\left(r\frac{\nu_{ni}}{R}\right)\begin{matrix}\cos\\ \sin\end{matrix}\, n\varphi; \qquad (4.40)$$

$$H_z = 0. \qquad (4.41)$$

Таблица 4.1

Критические длины волн для волновода круглого сечения

Волны типа ТМ		Волны типа ТЕ	
Тип волны	$\lambda_{кр}$	Тип волны	$\lambda_{кр}$
E_{01}	2,62R	H_{01}	1,64 R
E_{02}	1,14 R	H_{02}	0,90 R
E_{03}	0,72 R	H_{03}	0,62 R
E_{11}	1,64 R	H_{11}	3,41 R
E_{12}	0,90 R	H_{12}	1,18 R
E_{13}	0,62 R	H_{13}	0,74 R
E_{21}	1,22 R	H_{21}	2,06 R
E_{22}	0,75 R	H_{22}	0,94 R
E_{31}	0,99 R	H_{31}	1,49 R
. . . .	. . . .	H_{41}	1,18 R
		H_{51}	0,98 R
		. . . .	. . . .

В общем случае волны типа E_{ni} в круглом волноводе являются двукратно вырожденными. В самом деле, присутствие синусоидальных и косинусоидальных членов во всех рассмотренных уравнениях указывает на существование волн, различающихся четной или нечетной вариацией поля относительно произвольного начала отсчета углов φ. Эти парные волны при идеальной симметрии волновода имеют одинаковые постоянные распространения. Не имеют вырождения только волны типа E_{0i}, обладающие азимутальной симметрией, т. е. не имеющие вариаций поля по углу φ.

Среди волн электрического типа в круглом волноводе наибольший интерес для практики представляет волна типа E_{01}. Ее уравнения могут быть получены из выражений (4.36)—(4.41) с учетом соотношения

$$J_n'(x) = \frac{n}{x} J_n(x) - J_{n+1}(x).$$

Производя необходимые преобразования, получаем уравнения распространяющейся волны типа E_{01}:

$$E_r = -D\beta \frac{2{,}405}{R} J_1\left(r \frac{2{,}405}{R}\right); \qquad (4.42)$$

$$E_z = jD \left(\frac{2{,}405}{R}\right)^2 J_0\left(r \frac{2{,}405}{R}\right); \qquad (4.43)$$

$$H_\varphi = -D\omega\varepsilon\varepsilon_0 \frac{2{,}405}{R} J_1 \left(r \frac{2{,}405}{R}\right); \qquad (4.44)$$

$$E_\varphi = H_r = H_z = 0. \qquad (4.45)$$

Структура поля волны E_{01} показана на рис. 4.3. Вариация поля по азимуту отсутствует, вариация поля по радиусу происходит по кривой бесселевой функции (вместо тригонометрической функции в случае прямоугольного волновода). Изменение поля вдоль оси z синусоидальное, со сдвигом фазы составляющей E_z относительно составляющих E_r и H_φ на $\frac{\pi}{2}$. Токи в стенках волновода при волне типа E_{01}, как и во всех случаях электрических волн, чисто продольные. Максимум плотности тока J_z совпадает с максимумом E_r и H.

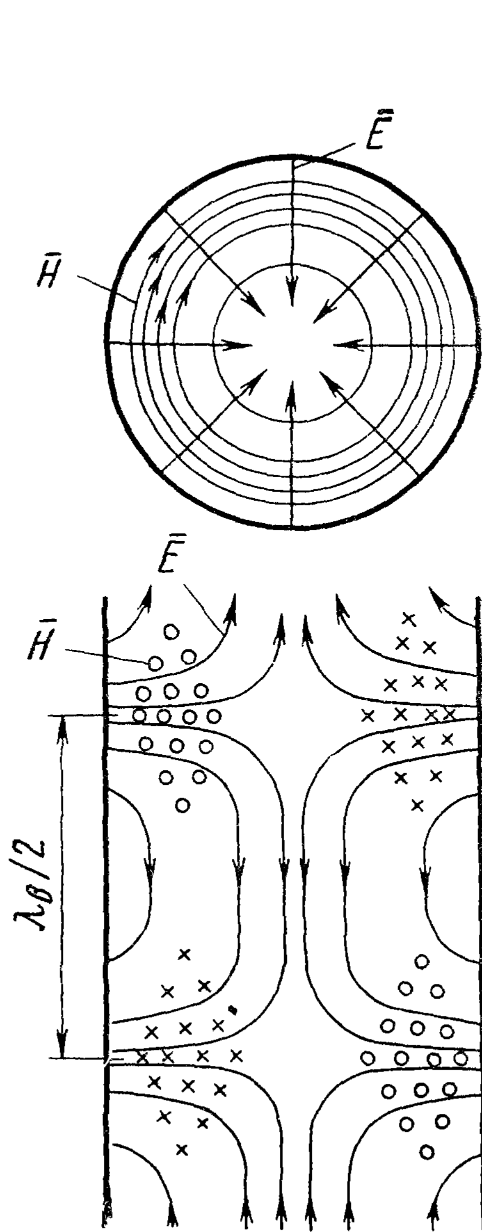


Рис. 4.3. Структура электрического и магнитного полей при бегущей волне типа E_{01} в круглом волноводе

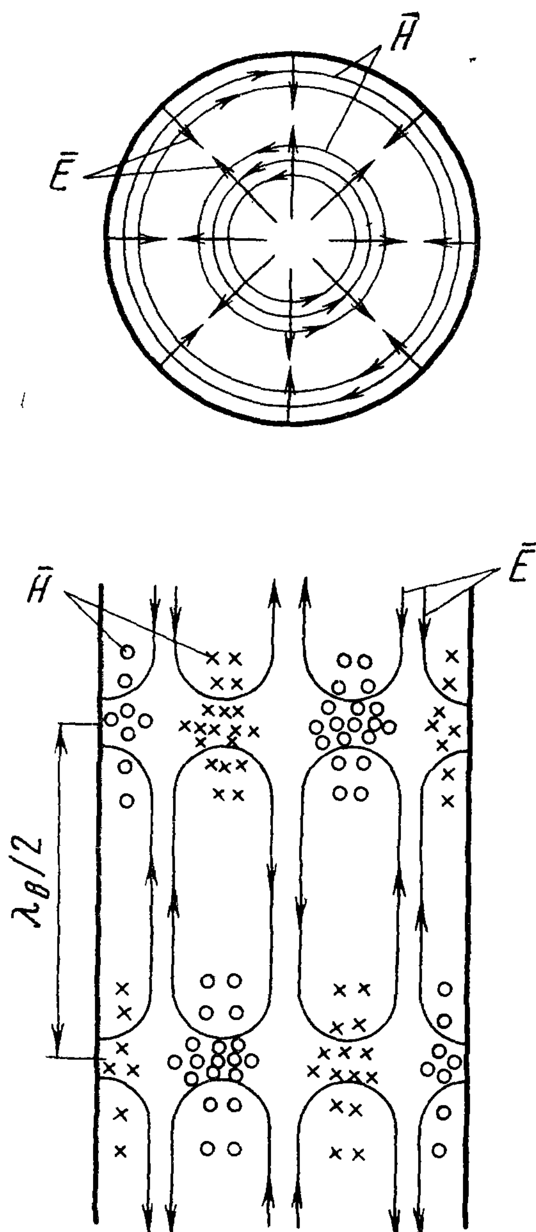


Рис. 4.4. Структура электрического и магнитного полей в круглом волноводе при бегущей волне типа E_{02}

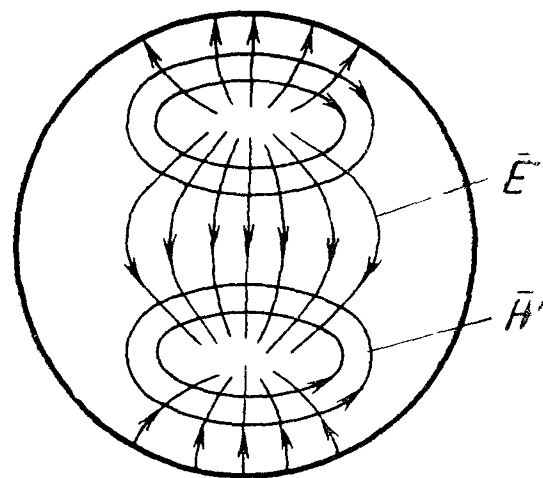


Рис. 4.5. Структура электрического и магнитного полей в поперечном сечении круглого волновода при волне типа E_{11}

Обращает на себя внимание сходство волны типа E_{01} в круглом волноводе с волной типа E_{11} в прямоугольном волноводе (ср. рис. 4.3 и 3.5). Структура поля E_{01} в поперечном сечении круглого волновода похожа также на структуру поля в коаксиальной линии. Отсутствие внутреннего проводника в волноводе восполняет продольная составляющая электрического поля.

Волн типа E_{n0} в круглом волноводе не существует. Нетрудно, показать, что при $i=0$ все компоненты поля обращаются в нуль.

На рис. 4.4 и 4.5 показана структура поля волн типов E_{02} и E_{11}. Из этих рисунков становится яснее физический смысл индексов n и i. Подобно индексам в прямоугольном волноводе, эти числа указывают на количество вариаций поля по соответствующей координате, в данном случае по азимуту и по радиусу. Разумеется, что численное совпадение индексов волн E_{mn} в прямоугольном волноводе с индексами волн E_{ni} в круглом волноводе отнюдь не указывает на физическое сходство соответствующих волн.

§ 4.3. ВОЛНЫ ТИПА ТЕ В КРУГЛОМ ВОЛНОВОДЕ

Магнитные волны в круглом волноводе могут быть вычислены с помощью уравнений (4.4) — (4.7) при условии $E_z=0$, соответствующем волнам типа ТЕ в любом однородном волноводе. После подстановки величины H_z, определяемой уравнением (4.20), получаем следующие уравнения распространяющихся волн типа ТЕ в круглом волноводе:

$$E_r = \pm D\,\omega\mu\mu_0 \frac{n}{r} J_n\left(r\sqrt{k^2-\beta^2}\right)\frac{\sin}{\cos} n\varphi; \tag{4.46}$$

$$E_\varphi = D\,\omega\mu\mu_0\sqrt{k^2-\beta^2}\; J_n'\left(r\sqrt{k^2-\beta^2}\right)\frac{\cos}{\sin} n\varphi; \tag{4.47}$$

$$E_z = 0; \tag{4.48}$$

$$H_r = -D\beta\sqrt{k^2-\beta^2}\; J_n'\left(r\sqrt{k^2-\beta^2}\right)\frac{\cos}{\sin} n\varphi; \tag{4.49}$$

$$H_\varphi = \pm D\beta\,\frac{n}{r} J_n\left(r\sqrt{k^2-\beta^2}\right)\frac{\sin}{\cos} n\varphi; \tag{4.50}$$

$$H_z = -jD(k^2-\beta^2)\; J_n\left(r\sqrt{k^2-\beta^2}\right)\frac{\cos}{\sin} n\varphi. \tag{4.51}$$

Граничное условие $E_\varphi=0$ при $r=R$ дает:

$$J_n'\left(R\sqrt{k^2-\beta^2}\right)=0;\quad R\sqrt{k^2-\beta^2}=\mu_{ni}. \tag{4.52}$$

Через μ_{ni} обозначен i-й корень производной бесселевой функции первого рода n-го порядка.

Критическая длина волны отсюда равна

$$(\lambda_{\text{кр}})_{H_{ni}} = \frac{2\pi R}{\mu_{ni}}. \tag{4.53}$$

Числа n и i могут принимать значения

$n=0, 1, 2, 3...$; $i=1, 2, 3...$

Вычислим критическую длину волны для некоторых простейших типов волн:

волна типа H_{01}: $\mu_{01} \cong 3{,}832$; $\lambda_{кр} \cong 1{,}64\ R$; (4.54)

волна типа H_{11}: $\mu_{11} \cong 1{,}841$; $\lambda_{кр} \cong 3{,}41\ R$. (4.55)

Критические длины волн для некоторых других значений n и i приведены в табл. 4.1.

При рассмотрении табл. 4.1 выясняется, что наибольшую критическую длину волны имеет не волна с наименьшими индексами H_{01}, а волна типа H_{11}. Следовательно, низшей магнитной волной является волна типа H_{11}. Эта особенность еще раз показывает отличие индексов, обозначающих волны в круглом волноводе, от аналогичных индексов для прямоугольного волновода.

Уравнения распространяющихся H-волн в круглом волноводе (после преобразований, сходных с применявшимися ранее), имеют вид:

$$E_r = \pm D\omega\mu\mu_0 \frac{n}{r} J_n\left(r\frac{\mu_{ni}}{R}\right) \frac{\sin}{\cos} n\varphi; \qquad (4.56)$$

$$E_\varphi = D\omega\mu\mu_0 J_n'\left(r\frac{\mu_{ni}}{R}\right) \frac{\cos}{\sin} n\varphi; \qquad (4.57)$$

$$E_z = 0; \qquad (4.58)$$

$$H_r = -D\beta\frac{\mu_{ni}}{R} J_n'\left(r\frac{\mu_{ni}}{R}\right) \frac{\cos}{\sin} n\varphi; \qquad (4.59)$$

$$H_\varphi = \pm D\beta\frac{n}{r} J_n\left(r\frac{\mu_{ni}}{R}\right) \frac{\sin}{\cos} n\varphi; \qquad (4.60)$$

$$H_z = -jD\left(\frac{\mu_{ni}}{R}\right)^2 J_n\left(r\frac{\mu_{ni}}{R}\right) \frac{\cos}{\sin} n\varphi. \qquad (4.61)$$

В уравнениях (4.56)—(4.61) опущен множитель $e^{j(\omega t-\beta z)}$, характеризующий волну, распространяющуюся в направлении $+z$ с фазовой постоянной, равной β.

Магнитные волны, как и электрические, оказываются двукратно вырожденными, за исключением $n=0$. Впрочем, волна типа H_{01} имеет одинаковую критическую длину с волной типа E_{11} (см. табл. 4.1). Поэтому указанные волны также имеют вырождение.

Из магнитных волн практический интерес представляют H_{11} и H_{01}. Структура полей этих волн показана на рис. 4.6. Волна типа H_{11} имеет структуру, сходную со структурой поля H_{10} в прямоугольном волноводе. Однако волна H_{01}, возможная в круглом волноводе, не имеет аналога в прямоугольном и обладает некоторыми аномалиями. Электрические силовые линии этой волны имеют форму замкнутых окружностей и не заканчиваются на стенках

волновода. Токи в стенках волновода также протекают по окружностям и не имеют продольных составляющих.

Весьма примечательной особенностью волны типа H_{01} являются малые потери в стенках. В силу этого волна H_{01} представляет особый интерес, когда необходимо малое затухание, например,

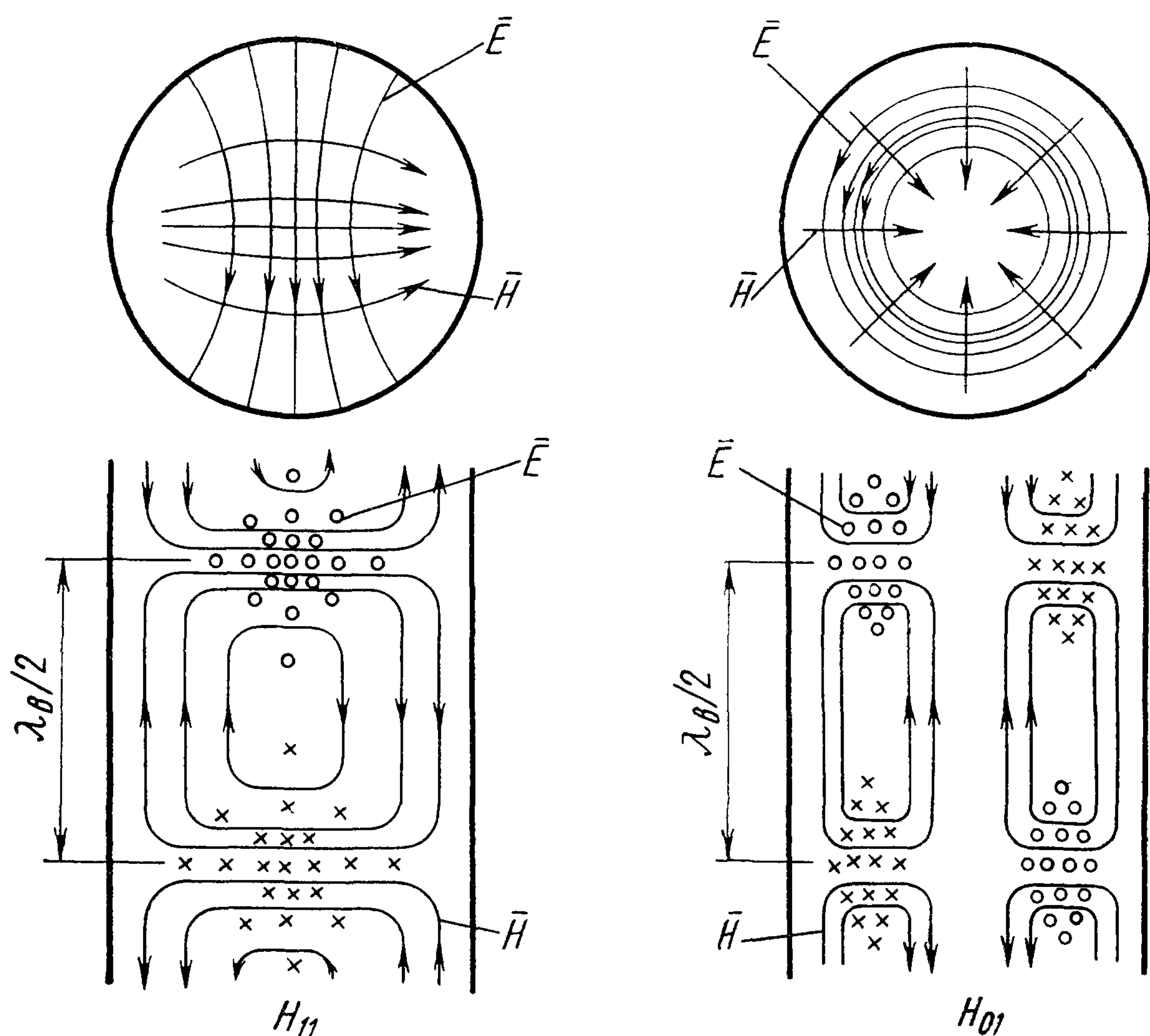


Рис. 4.6. Структура полей бегущих волн типов H_{11} и H_{01} в круглом волноводе

в волноводных линиях дальней связи. Волна типа H_{01} используется также в полых резонаторах, обладающих весьма высокой добротностью (см. § 5.4, в, 5.7 и 10.5). Использование этой волны для передачи энергии затрудняется, однако, тем, что волна типа H_{01} не является низшей.

На рис. 4.7 показано распределение критических длин волн для круглого волновода. Область волн $\lambda > 3{,}41R$ соответствует полной отсечке. В диапазоне $2{,}62 < \lambda < 3{,}41R$ по волноводу может распространяться только один тип волны H_{11}. Таким образом, волна типа H_{11} является низшей волной в круглом волноводе. Начиная с длины волны $\lambda = 2{,}62R$, могут существовать одновременно волны типов H_{11} и E_{01}. При дальнейшем укорочении длины волны до $2{,}06R$ возникает волна типа H_{21}, а при укорочении длины волны до $1{,}64R$ могут появиться сразу две волны H_{01} и E_{11} и т. д. Можно показать, что при увеличении отношения $\frac{R}{\lambda}$ количе-

ство типов волн, могущих распространяться по круглому волноводу, составляет приблизительно $M \cong 10{,}2 \left(\frac{R}{\lambda}\right)^2$, если $M > 10$.

Возможность практического использования волн в круглом волноводе и сравнение их с волнами в прямоугольном волноводе подробнее будут обсуждены в гл. 5.

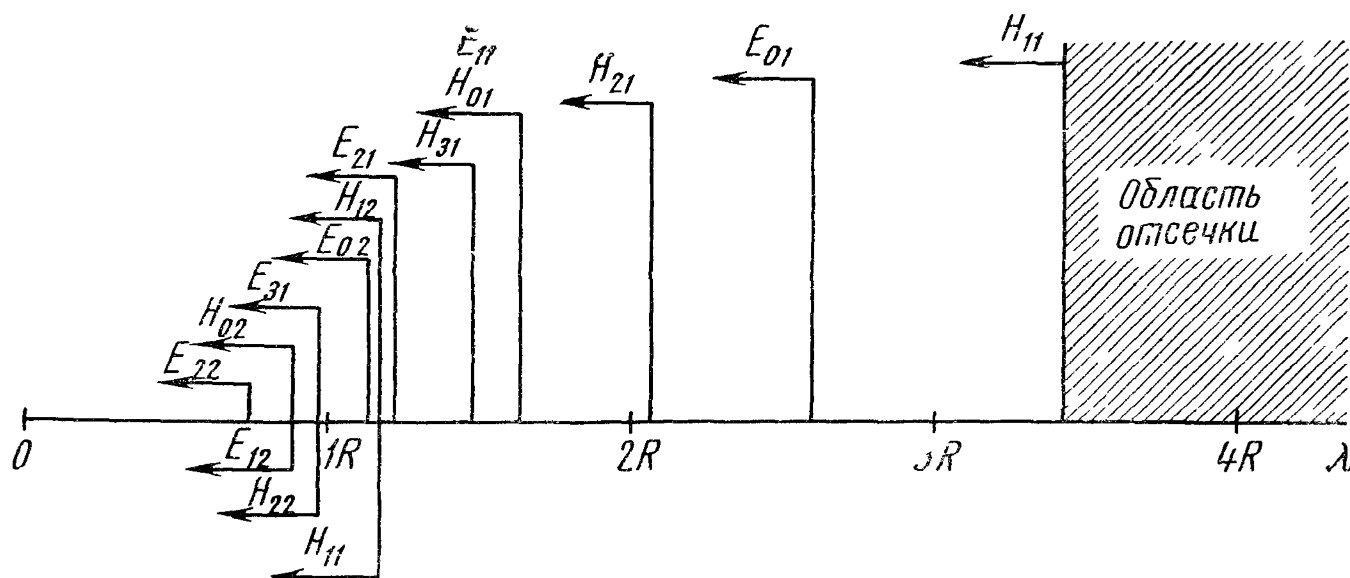


Рис. 4.7. Критические длины волн волновода круглого сечения

§ 4.4. ВЫСШИЕ ТИПЫ ВОЛН В КОАКСИАЛЬНОЙ ЛИНИИ

Постановка вопроса о существовании волн дисперсного типа в коаксиальной линии является естественным продолжением анализа распространения волн по трубам. В самом деле, как указывалось в § 2.5, для коаксиальной линии может быть выполнено условие $\nabla^2_{xy}\ \mathrm{E}=0$, $\nabla^2_{xy}\ \mathrm{H}=0$, в результате чего по линии будет распространяться волна типа ТЕМ. Соответствующая структура поля изображена на рис. 4.8. Однако отсюда нельзя заключить о невозможности существования волн типа ТЕ и ТМ, для которых $\nabla^2_{xy}\ \mathrm{E}\neq 0$, $\nabla^2_{xy}\ \mathrm{H}\neq 0$. Вопрос о том, будут ли в данной линии существовать волны дисперсных типов, решается, как обычно, из соотношения между длиной волны в свободном пространстве и критической длиной волны для рассматриваемого типа.

Отвлечемся на время от волны типа ТЕМ и обратимся к трактовке коаксиальной линии, как коаксиального волновода с двухсвязным поперечным сечением (рис. 4.9).

Анализ поля в коаксиальном волноводе весьма сходен с анализом обычного круглого волновода. Здесь снова можно написать уравнения для продольных составляющих электрического и магнитного полей по типу (4.19). Однако в отличие от полого круглого волновода положить константу C_8 в уравнении (4.19) равной нулю уже нельзя. Это объясняется тем, что точка $r=0$ не относится более к пространству внутри волновода, и на поверхности внутреннего проводника функция Бесселя второго рода имеет конечную величину.

Структура дисперсных волн в коаксиальной линии, как и в круглом волноводе, характеризуется азимутальными n и радиальными i вариациями поля. Уравнения составляющих электрического и магнитного полей при

волнах типа H_{nl} и E_{nl} содержат комбинацию функций Бесселя первого и второго рода.

Накладывая граничные условия — равенство нулю тангенциального электрического поля на поверхностях наружного и внутреннего проводников, можно найти критические длины волны типов TE и TM. В результате выражения для критических волн не имеют столь простой формы, как в случаях прямоугольного и даже круглого волноводов.

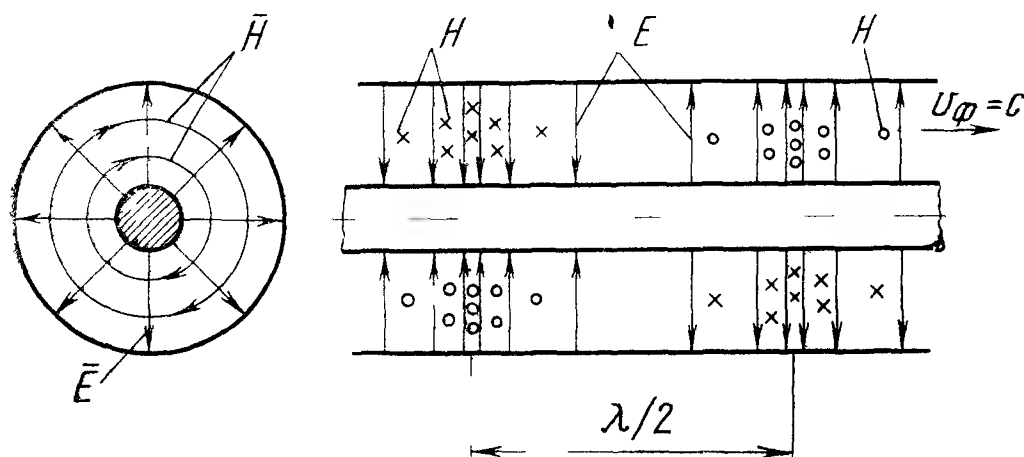


Рис. 4.8. Структура электрического и магнитного полей волны типа TEM в коаксиальной линии

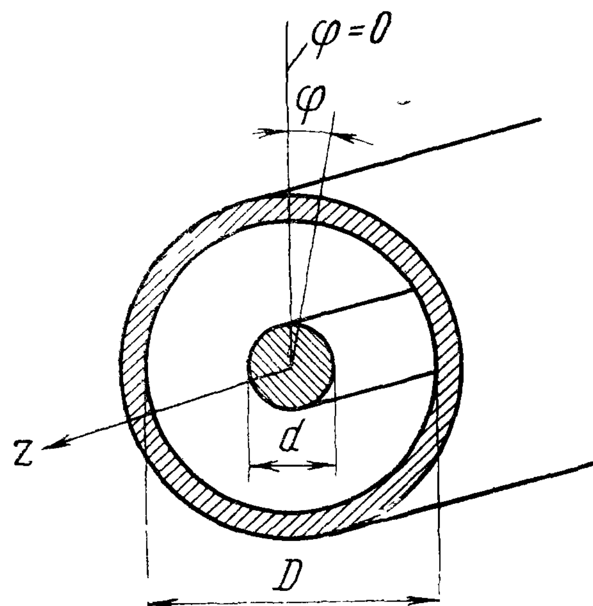


Рис. 4.9. Коаксиальный волновод

Приближенный расчет значений $\lambda_{кр}$ для нескольких простейших высших типов волн возможен из следующих рассуждений.

Рассмотрим волновод прямоугольного сечения с увеличенной широкой стенкой a, возбужденный на волне типа E_{11} (рис. 4.10,*а*).

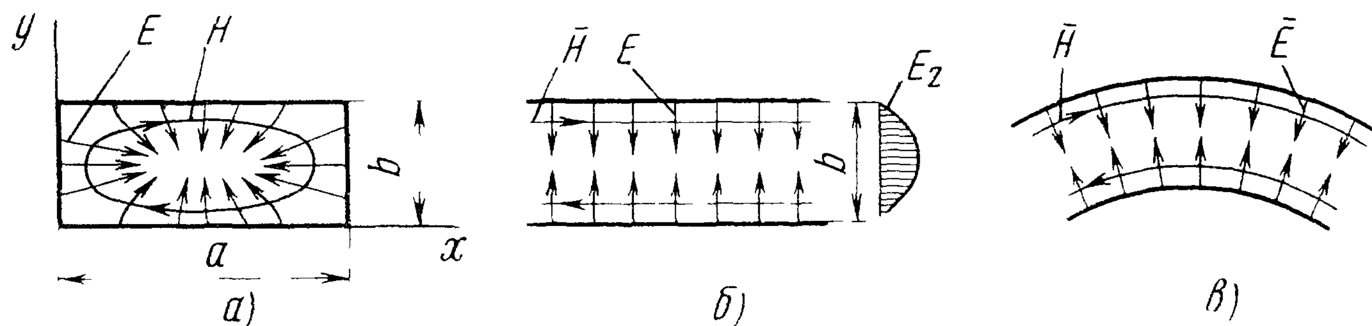


Рис. 4.10. Получение волны типа E_{01} в коаксиальном волноводе из волны типа E_{11} в прямоугольном волноводе

Продолжая неограниченно увеличивать размер a, можно прийти к структуре поля, изображенной на рис. 4.10, *б*. Критическая длина волны для этого случая описывается общим уравнением (3.78) и стремится к $2b$.

Не меняя существенно структуры рассматриваемой волны, можно искривить исходные параллельные плоскости, как показано на рис. 4.10, *в*. В результате, «сворачивая» металлические поверхности в замкнутые концентрические цилиндры, получаем коаксиальный волновод со структурой волны, изображенной на рис. 4.11,*а*. Эта волна характеризуется признаками $E_z \neq 0$, $H_z = 0$, не имеет

азимутальных вариаций поля и обладает одной вариацией поля по радиусу. Пользуясь классификацией, использованной при рассмотрении круглых волноводов, эту волну следует обозначить E_{01}. Критическая длина волны по-прежнему в первом приближении

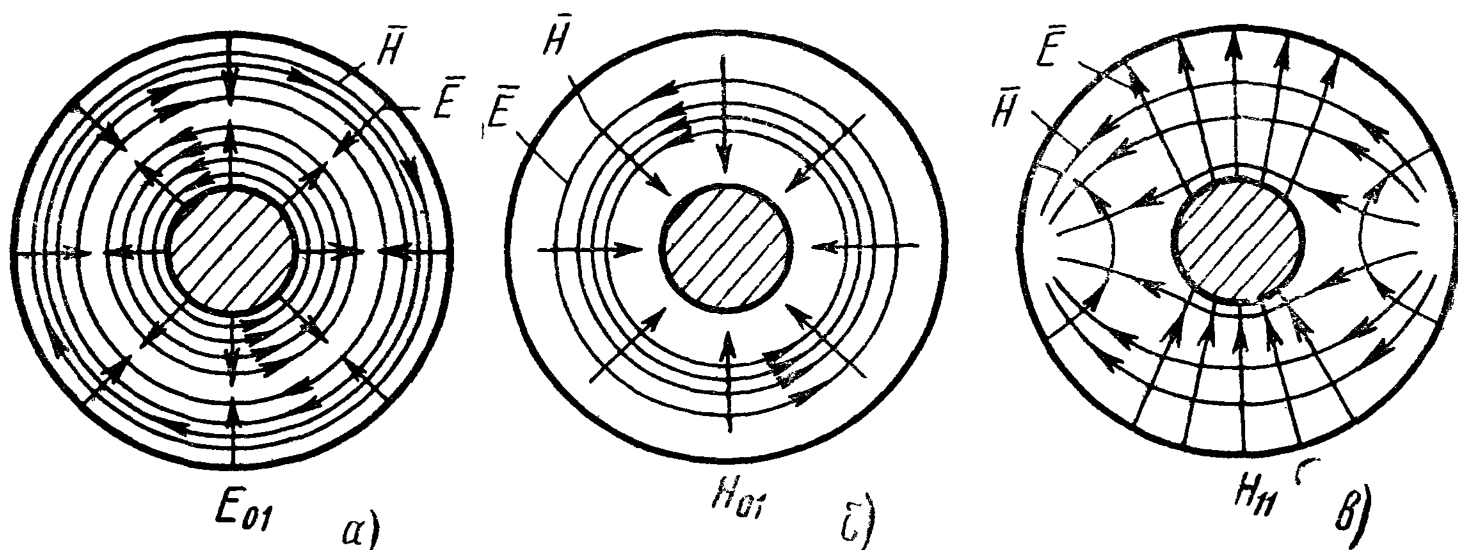


Рис. 4.11. Структура электрического и магнитного полей в поперечном сечении коаксиальной линии при волнах типов E_{01}, H_{01} и H_{11}

равна $2b$. Выражая размер b через диаметры проводников коаксиальной линии D и d (см. рис. 4.9), получаем:

$b = \frac{1}{2}(D - d)$, откуда

$$(\lambda_{кр})_{E_{01}} \cong D - d. \qquad (4.62)$$

Волна типа H_{01}, изображенная на рис. 4.11, *б*, может быть мысленно получена путем сложения большого числа волноводов прямоугольного сечения, синфазно возбужденных на волне типа H_{10} (рис. 4.12). Волноводам придается секторная форма, что не

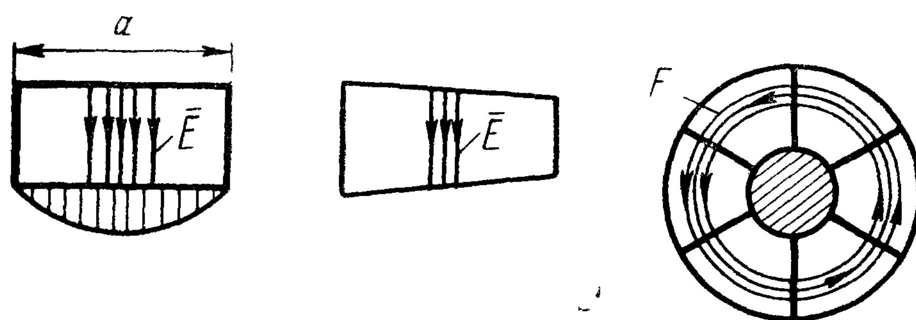


Рис. 4.12. Получение волны типа H_{01} в коаксиальной линии из волны типа H_{10} в прямоугольном волноводе

должно сильно влиять на критическую длину волны, равную $2a$. После того, как секторные волноводы сложены, как показано на рис. 4.12, общие широкие стенки можно удалить. Структура поля от этого не меняется. В результате получаем волну в коаксиальном волноводе, у которой электрические силовые линии лежат в плоскости поперечного сечения и имеют вид замкнутых окруж-

ностей. Магнитные силовые линии имеют форму, близкую к эллипсам, и лежат в радиальных плоскостях. Поскольку размеру a в данном случае соответствует расстояние между наружным и внутренним проводниками, равное $\frac{1}{2}(D-d)$, получаем:

$$(\lambda_{\text{кр}})_{H_{01}} \cong D - d. \tag{4.63}$$

Свойства волны типа H_{01} в коаксиальной линии близки к свойствам волны типа H_{01} в круглом волноводе, рассмотренной в § 4.3. В частности, этой волне присущи только поперечные кольцевые токи в стенках. Таким образом, поперечные кольцевые щели в наружном и внутреннем проводниках коаксиального волновода, нарушающие токи волны типа ТЕМ и волны E_{01}, не влияют на распространение волны типа H_{01}.

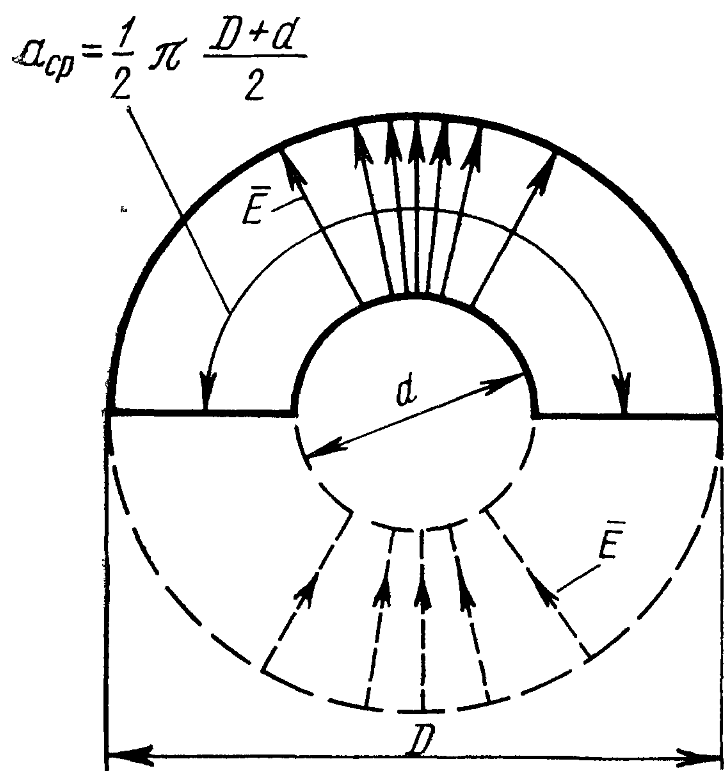


Рис. 4.13. К выводу критической длины волны коаксиальной линии, возбужденной на волне типа H_{11}

Похожие рассуждения можно использовать и для объяснения структуры волны типа H_{11} в коаксиальной линии. Рассмотрим снова прямоугольный волновод, возбужденный на волне типа H_{10}, которому на этот раз придана форма полукольца в плоскости поперечного сечения (рис. 4.13). Можно принять, что критическая длина волны определяется средним размером широкой стенки, равным в данном случае $a_{\text{ср}} = \frac{1}{2}\pi\frac{D+d}{2}$. Сложим с этим волноводом второй такой же волновод, изображенный пунктиром. Для того чтобы иметь возможность удалить общие узкие стенки обоих волноводов, находящиеся в областях нулевого электрического поля, необходимо, чтобы нижний волновод был возбужден синфазно относительно верхнего волновода. В самом деле, в этом случае поля H_z, касательные к узким стенкам, имеют одинаковое направление по их обеим сторонам. Ток в узкой продольной стенке по мере уменьшения ее толщины стремится к нулю.

Результирующее поле в коаксиальном волноводе имеет вид, изображенный на рис. 4.11, *в*. Уместно сравнить это поле с полем волны H_{11} в круглом волноводе (рис. 4.6), мысленно вводя в круглый волновод внутренний металлический проводник.

Критическая длина волны типа H_{11} в коаксиальном волноводе должна в точности совпадать с критической длиной волны его

верхней полукольцевой части (рис. 4.13), для которой $\lambda_{кр} \cong 2_{c} v^{\cdot d}$ Таким образом,

$$(\lambda_{кр})_{H_{11}} \cong \frac{\pi}{2} (D + d). \qquad (4.64)$$

Уравнения (4.62) — (4.64) справедливы при не очень малом диаметре внутреннего проводника коаксиальной линии. На практике отношение диаметров $\frac{D}{d}$ выбирают обычно в пределах $2 \div 5$, чему в случае воздушного наполнения соответствует характеристическое (волновое) сопротивление на волне типа ТЕМ порядка 50—100 *ом**. Более детальный анализ показывает, что в этих случаях уравнения (4.62) — (4.64) дают вполне приемлемую точность и могут быть рекомендованы для инженерных расчетов. Так, уравнение (4.64) обеспечивает погрешность менее 4%, направленную в сторону завышения величины $\lambda_{кр}$.

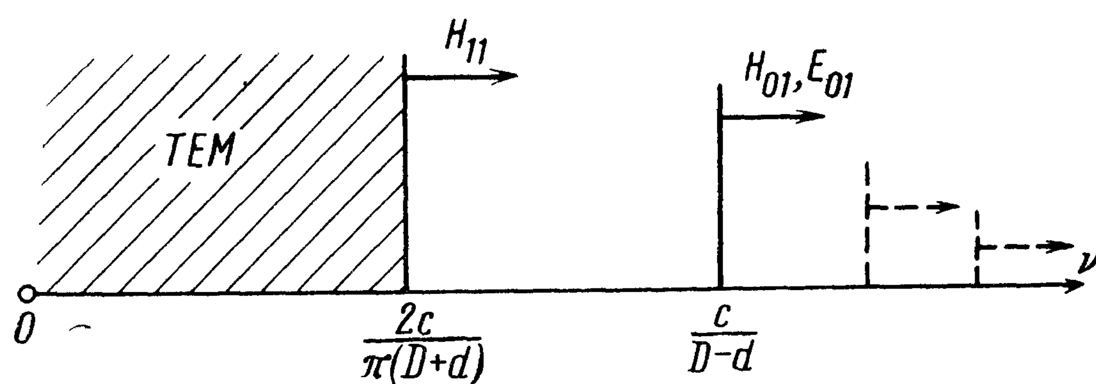


Рис. 4.14. Приблизительная картина распределения критических частот для коаксиальной линии

На рис. 4.14 показано распределение критических частот для коаксиальной линии. Волна типа ТЕМ может существовать при любых частотах, начиная от нуля. Частота $\nu = \frac{2c}{\pi (D + d)}$ по уравнению (4.64) является критической для волны типа H_{11}. Таким образом, работа коаксиальной линии на волне одного типа оказывается возможной лишь при условиях

$$\nu < \frac{2c}{\pi (D + d)}; \quad \lambda > \frac{\pi}{2} (D + d). \qquad (4.65)$$

В коаксиальной линии низшим является не тип волны H_{11}, как в круглом волноводе, а ТЕМ. Среди высших типов чаще всего приходится иметь дело с волнами H_{11}, H_{21}, H_{31} и т. д.

Практического применения для передачи энергии высшие типы волн в коаксиальной линии почти не находят, так как на низких

* Оптимальное отношение $\frac{D}{d}$ медных проводников коаксиальной линии с точки зрения минимума затухания составляет 3,6.

частотах высшие типы волн распространяться не могут и быстро затухают в местах их возбуждения. Однако в диапазоне СВЧ приходится считаться с возможностью появления распространяющихся высших типов. Обычно это бывает крайне нежелательным, так как нарушается нормальная работа коаксиальной аппаратуры. Размеры сечения коаксиальной линии стараются обычно выбирать такими, чтобы исключить возможность распространения высших типов волн.

Условие (4.65) можно переписать в виде

$$D + d < \frac{2}{\pi} \lambda. \tag{4.66}$$

Отсюда становится понятно, что с укорочением волны приходится уменьшать диаметры проводников коаксиальной линии. Но уменьшение диаметра коаксиальной линии приводит к снижению допустимой передаваемой мощности из-за появления электрических пробоев. На волнах короче 3 *см* коаксиальные линии применяются редко, за исключением коротких участков с низким уровнем мощности, например, в выводе энергии отражательного клистрона.

Влияние высших типов волн может вредно проявляться в случаях, когда отрезки коаксиальных линий, имеющих большие диаметры, используются на коротких волнах в качестве резонаторов и дросселирующих устройств. Иногда наблюдаются паразитные резонансы, ухудшающие работу аппаратуры, в том числе и вакуумных приборов СВЧ. В некоторых случаях приходится подавлять высшие типы волн, например, путем прорезывания продольных щелей в проводниках линии. Щели нарушают токи нежелательных волн, но не влияют на протекание тока волны типа ТЕМ. Таким образом, знание свойств высших типов волн в коаксиальной линии позволяет вести с ними успешную борьбу. Однако существует одно интересное применение коаксиального волновода, возбужденного на волне высшего типа H_{01}. Как будет показано в дальнейшем, эта волна, подобно волне типа H_{01} в круглом волноводе, имеет аномально малые потери. Это обстоятельство привело к использованию волны H_{01} в полых резонаторах, обладающих весьма высокой добротностью (см. гл. 10). В частности, волна типа H_{01} в коаксиальной линии, имеющей большие размеры поперечного сечения, непосредственно используется в одном из классов электровакуумных приборов СВЧ — коаксиальных магнетронах.

Глава пятая

ПЕРЕДАЧА ЭНЕРГИИ ПО ВОЛНОВОДАМ

§ 5.1. ВОЗБУЖДЕНИЕ ВОЛНОВОДА

При рассмотрении волноводов в 3 и 4 главах не затрагивались способы возбуждения конкретных типов волн. Очевидно, что в общем случае в волноводе могут существовать все типы электрических и магнитных волн, описываемых, например, уравнениями (3.31)—(3.36) и (3.53)—(3.58). Однако для практических целей желательно наперед знать структуру поля в волноводе. Следовательно, необходимо найти способы возбуждать волну какого-либо одного типа и делать невозможным распространение всех других типов волн.

Строгое математическое решение задачи возбуждения волн в волноводе представляет большие трудности даже в простейших случаях. С физической точки зрения для возбуждения волны заданного типа могут быть использованы следующие способы.

1. Применение возбуждающего устройства, которое создает в некотором сечении волновода электрическое поле, совпадающее по направлению электрических силовых линий с полем волны желаемого типа.

2. Применение возбуждающего устройства, которое создает магнитное поле, совпадающее по направлению силовых линий с магнитным полем волны желаемого типа.

3. Использование возбуждающего устройства, создающего в стенках волновода высокочастотные токи, направление и распределение которых на некотором участке волновода совпадают с токами волны желаемого типа.

Обратимся к конкретным случаям возбуждения волноводов.

Энергия от сверхвысокочастотного генератора (клистрона, магнетрона и др.) может быть введена в волновод через короткий отрезок линии, органически связанной с вакуумным прибором и называемой *выводом энергии.* Обычно вывод энергии выполняется либо в виде волновода, либо в виде коаксиальной линии.

В случае возбуждения волновода коаксиальной линией возбуждающими устройствами могут являться электрический или магнитный диполи. Электрический диполь создается штырем, являющимся продолжением внутреннего проводника коаксиальной линии. Магнитный диполь имеет вид петли, образованной замыка-

нием внутреннего проводника коаксиальной линии на ее внешний проводник. Устройство диполей схематически показано на рис. 5.1.

Зная структуру требуемого электрического поля в волноводе, легко выбрать ориентацию возбуждающего штыря. Для этого достаточно расположить ось штыря по направлению электрических силовых линий.

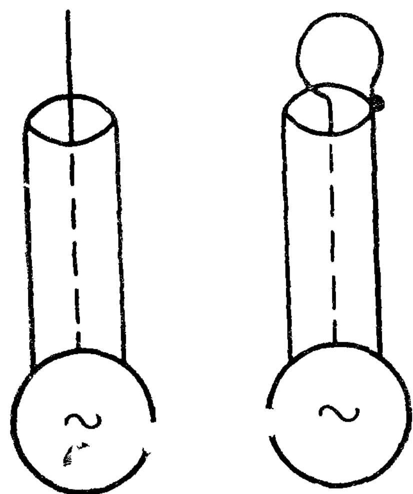


Рис 5.1 Простейшие возбуждающие устройства — электрический и магнитный диполи

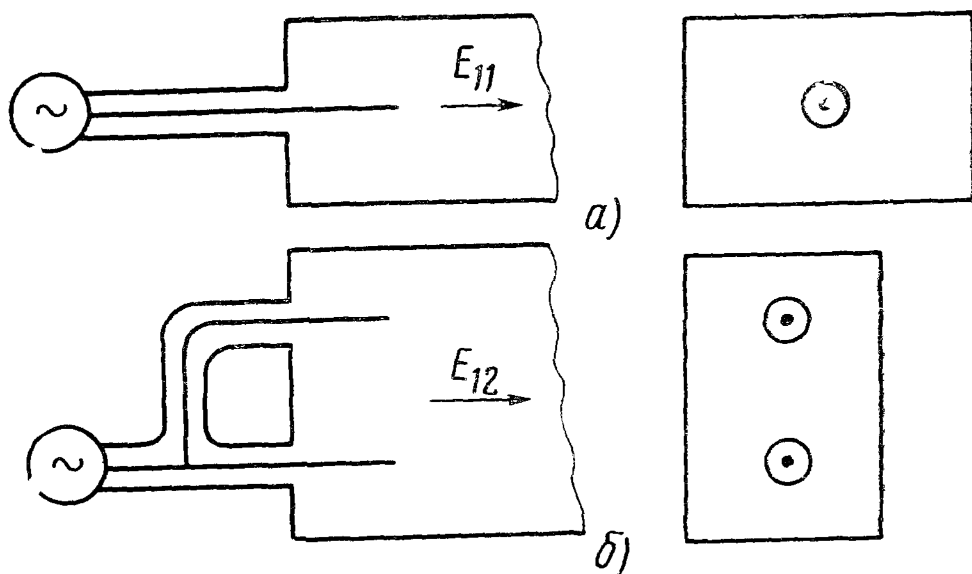


Рис 5.2 Возбуждение волн типа ТМ в прямоугольном волноводе с помощью электрического диполя

На рис. 5.2, *а* приведено устройство для возбуждения волны типа E_{11} в прямоугольном волноводе. Такое же устройство пригодно и для возбуждения волны типа E_{01} в круглом волноводе. Штырь располагается вдоль оси волновода. Наружный проводник коаксиальной линии соединен с металлической плоскостью, образующей торец волновода.

Волну типа E_{11} в прямоугольном волноводе можно возбудить и другим способом, введя штырь через отверстие в боковой стенке волновода и расположив его в плоскости поперечного сечения линии. Однако при этом будут возбуждаться и волны типа H, что может быть нежелательным.

Если необходимо возбудить волну типа E_{12} в прямоугольном волноводе (или волну E_{11} в круглом волноводе), то можно воспользоваться двумя возбуждающими штырями, как показано на рис. 5.2, *б*. С учетом структуры волны E_{12} необходимо создать сдвиг фаз на π между полями этих штырей. Для этого достаточно воспользоваться разветвлением коаксиальной линии, связывающей штыри с генератором, и обеспечить разницу в длине линии на $\frac{\lambda}{2}$.

Возбуждение волны типа H_{10} в прямоугольном волноводе показано на рис. 5.3. Возбуждающий штырь вводится в волновод параллельно узкой стенке через отверстие в широкой стенке. По-

скольку при этом возбуждаются волны, распространяющиеся в обе стороны вдоль оси волновода, то используется проводящий поршень, отражающий одну из волн в нужную сторону. Расстояние l_1 от поршня до штыря и длина штыря l_2 подбираются таким образом, чтобы обеспечить согласование коаксиальной линии с волноводом, т. е. получить чисто бегущую волну в коаксиальной линии при чисто бегущей волне типа H_{10}, распространяющейся по волноводу слева направо на рис. 5.3.

Пользуясь подобными простыми соображениями, нетрудно представить устройство, возбуждающее, например, волну типа H_{20} в прямоугольном волноводе. Для этого можно использовать два штыря, поля которых находятся в противофазе. Волна типа H_{10} здесь не возбуждается, если штыри расположены симметрично по отношению к середине широкой стенки волновода.

Как будет показано в дальнейшем, в наиболее распространенных на практике случаях не приходится сталкиваться с возбуждением и использованием высших типов волн, помимо низшей волны типа H_{10}. Поэтому рассмотрение устройств для возбуждения высших типов волн представляет скорее принципиальный интерес.

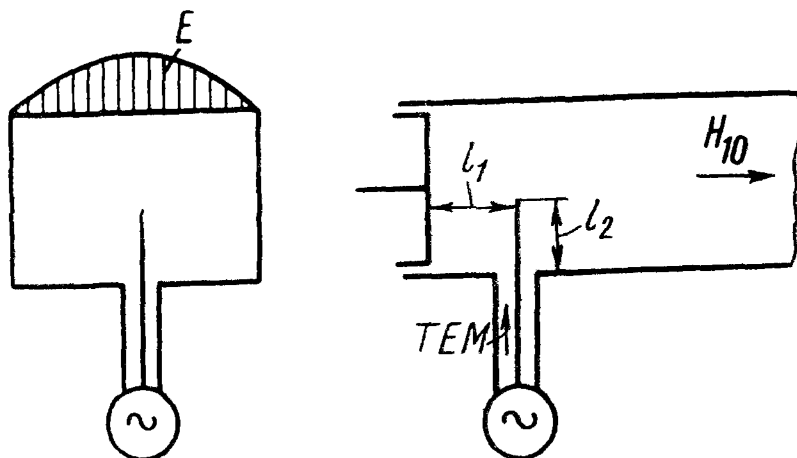
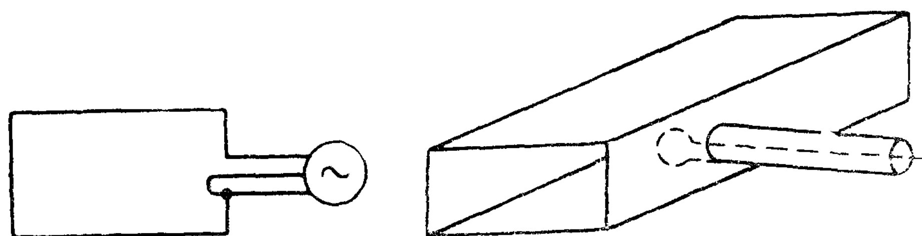


Рис. 5.3. Возбуждение волны типа H_{10} в прямоугольном волноводе с помощью штыря

Похожие рассуждения возможны и в случае, когда энергия вводится в волновод с помощью магнитного диполя — петли.

На рис. 5.4 для примера показано устройство, которое может быть использовано для возбуждения волны типа H_{10} в прямоугольном волноводе. Плоскость петли располагается таким образом, чтобы она пронизывалась магнитными силовыми линиями возбуждаемой волны. Читатель может без труда рассмотреть другие варианты возбуждения волновода с помощью петли или штыря при любом заданном типе волн.


Рис 5.4. Один из возможных вариантов возбуждения волны типа H_{10} с помощью петли

В ряде случаев возбуждение одного волновода производится от другого волновода через одно или несколько отверстий в стенках обоих волноводов. Примеры такого возбуждения рассмотрены на рис. 8.40—8.42. Волна, распространяющаяся по одному из волноводов, создает в области отверстия электромагнитное поле, проникающее во второй волновод. Таким образом, отверстие можно рассматривать как электрический или магнитный диполь, либо как комбинацию этих диполей. Изменяя ориентацию одного волновода относительно другого и выбирая место в стенке волновода, где сделано отверстие, можно получить возбуждение волны желаемого типа.

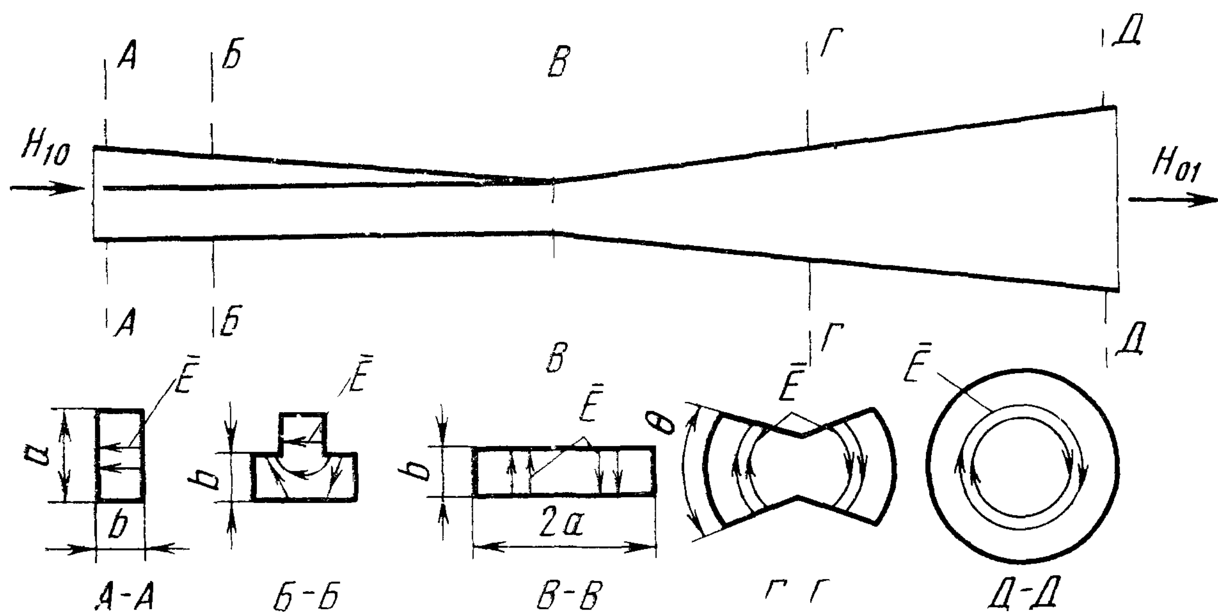


Рис. 5.5. Плавный переход, обеспечивающий возбуждение волны типа H_{01} в круглом волноводе от волны типа H_{10} в прямоугольном волноводе

Возбуждение одного волновода от другого может сопровождаться трансформацией типа волны. Для примера на рис. 5.5 показано устройство, плавно трансформирующее волну H_{10} в прямоугольном волноводе в волну типа H_{01} в круглом волноводе. Прямоугольный волновод, изображенный на исходном сечении *АА*, сначала переходит в Т-образный волновод с постепенно расширяющейся нижней частью, показанный в сечении *ББ*. Путем постепенного уменьшения высоты среднего выступа этот волновод в сечении *ВВ* снова переходит в прямоугольный, возбужденный уже на волне типа H_{20}*. Далее следует участок с постепенно возрастающим углом разворота Θ обеих широких стенок волновода (сечение *ГГ*), в результате чего, после удаления обоих выступов в сечении *ДД*, получается требуемая структура поля H_{01} в обычном круглом волноводе.

Недостатком устройства, изображенного на рис. 5.5, является значительная длина, составляющая более двадцати длин волн. Тем не менее, описанный переход имеет и важное преимущество — широкополосность, т. е. отсутствие критичности к изменению рабочей частоты. Существуют и другие типы переходов, позволяющих возбуждать любой тип волны от волновода прямоугольного сечения, возбужденного на волне типа H_{10}.

Возбуждение через отверстие широко используется в электровакуумных приборах СВЧ для передачи энергии в волновод от полого резонатора.

---

* Участок перехода между сечениями *АА* и *ВВ* представляет самостоятельный интерес и может быть использован для эффективного возбуждения волны типа H_{20}.

Такое соединение, рассматриваемое на рис. 10.34, типично для диапазона сантиметровых и особенно миллиметровых волн, где коаксиальные линии, как правило, оказываются непригодными.

Помимо рассмотренных способов возбуждения волноводов, возможно непосредственное возбуждение электронным потоком, пронизывающим волновод через отверстие в стенке или проходящим внутри волновода вдоль его оси. Этот вид возбуждения представляет самостоятельный интерес и будет рассмотрен во втором томе в разделах, посвященных генерированию и усилению колебаний сверхвысоких частот.

Рассматривая проблему возбуждения волноводов, необходимо обратить внимание на два обстоятельства, имеющих принципиальное значение.

1. Помимо волны желаемого типа, любое дискретное возбуждающее устройство удовлетворяет множеству других типов волн. Например, устройство, показанное на рис. 5.3, возбуждает, кроме волны типа H_{10}, еще и волны типов H_{30}, H_{50},..., E_{11}, E_{31},...., H_{11}, H_{31}, H_{32} и т. д. до бесконечности. Какие из перечисленных волн будут распространяться по волноводу, зависит от соотношения между длиной волны λ и величиной $\lambda_{кр}$ для рассматриваемого типа волны. Если $\lambda > \lambda_{кр}$, то волны будут затухать вблизи возбуждающего устройства.

Отсюда следует сделать вывод, что в *ближней зоне* около возбуждающего устройства поле всегда имеет сложную структуру и не соответствует полю «чистой» волны какого-либо одного типа. Обеспечить возбуждение только одного типа и исключить все другие при помощи возбуждающего устройства принципиально невозможно. Наиболее надежным способом, обеспечивающим чистоту волны в *дальней зоне*, является такой выбор размеров сечения волновода, когда все нежелательные типы волн оказываются за пределами отсечки.

2. Возбуждение волны заданного типа в волноводе имеет непосредственное отношение к другой важной задаче — отбору энергии из волновода от волны известного типа. По принципу обратимости, меняя местами генератор и нагрузку, можно превратить возбуждающее устройство в приемное устройство. Таким образом, всякое возбуждающее устройство можно рассматривать как *элемент связи* волновода с внешней цепью. Отдельное рассмотрение приемных устройств в волноводах оказывается излишним.

На практике используют множество видов устройств связи в зависимости от величины передаваемой мощности, рабочей частоты, типа волны, требований к согласованию и т. д. В ряде случаев от устройства связи требуется ответвление лишь части мощности, проходящей по основному тракту, а не передача всей мощности.

Некоторые варианты устройств связи описаны в разделах, посвященных волноводной технике и технике полых резонаторов.

§ 5.2. ЗАВИСИМОСТЬ НАПРЯЖЕННОСТИ ПОЛЕЙ И ПЛОТНОСТИ ТОКА В СТЕНКАХ ВОЛНОВОДА ОТ ВЕЛИЧИНЫ ПЕРЕДАВАЕМОЙ МОЩНОСТИ

Амплитуды электрического и магнитного полей в режиме бегущей волны определяются мощностью, передаваемой по волноводу. В общем случае по теореме Умова-Пойнтинга средний во времени поток активной мощности, проходящей через поверхность S в направлении оси z, при гармонически изменяющихся полях $\mathbf{E}$ и $\mathbf{H}$ может быть вычислен по известному соотношению

$$P = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \int_S [\mathbf{E}\mathbf{H}^*]_z \, dS. \tag{5.1}$$

Через $\mathbf{H}^*$ обозначена сопряженная комплексная амплитуда вектора напряженности магнитного поля.

Применим выражение (5.1) к волноводу прямоугольного сечения. Раскладывая вектор $[\mathbf{E}\mathbf{H}^*]$ по ортам в прямоугольной системе координат и производя интегрирование по поверхности поперечного сечения волновода, имеем:

$$P = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \int_0^a \int_0^b (E_x H_y^* - E_y H_x^*) \, dx dy, \tag{5.2}$$

где a и b — размеры сечения волновода.

В уравнении (5.2) следует использовать выражения составляющих полей бегущей волны типа TE_{mn} или TM_{mn}, полученные в § 3.2 и 3.3. Для примера вычислим мощность, передаваемую по волноводу при низшей волне типа H_{10}. В результате подстановки уравнений (3.59) — (3.62) в (5.2) получаем:

$$P = \frac{1}{2} \int_0^a \int_0^b D^2 \frac{\omega\beta}{\mu\mu_0} \frac{\pi^2}{a^2} \sin^2 \frac{\pi x}{a} \, dx \, dy = D^2 \frac{\pi^2}{4} \frac{b}{a} \frac{\omega\beta}{\mu\mu_0}. \tag{5.3}$$

Из этого выражения может быть найдена постоянная D, оставшаяся неопределенной при рассмотрении структуры поля в волноводе:

$$D = \frac{2}{\pi} \sqrt{\frac{a}{b} \frac{\mu\mu_0}{\omega\beta} P}. \tag{5.4}$$

После этого не составляет труда определить амплитуду всех составляющих поля при волне типа H_{10} в прямоугольном волноводе. Так, уравнение (3.59) может быть переписано в виде

$$E_y = -D \frac{\omega\pi}{a} \sin \frac{\pi x}{a} = -E_m \sin \frac{\pi x}{a};$$

$$E_m = D\frac{\omega\pi}{a} = 2\sqrt{\frac{\omega\mu\mu_0}{\beta}\frac{P}{ab}}$$

или, в случае вакуумного (воздушного) наполнения,

$$E_m = 2\frac{\sqrt{\frac{P}{ab}}\sqrt[4]{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}}}{\sqrt[4]{1-\left(\frac{\lambda}{\lambda_{кр}}\right)^2}}. \qquad (5.5)$$

Токи в стенках волновода также могут быть выражены через проходящую мощность. Обозначим через J_{zm} и J_{xm} амплитуды плотности продольного и поперечного токов в широкой стенке волновода. Через J_{ym} обозначим амплитуду плотности поперечного тока в узкой стенке. По уравнениям (3.72), (3.74) и (3.75) с учетом выражения (5.4) в случае вакуумного наполнения получаем:

$$J_{zm} = 2\sqrt{\frac{P}{ab}}\sqrt[4]{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}}\sqrt[4]{1-\left(\frac{\lambda}{\lambda_{кр}}\right)^2}; \qquad (5.6)$$

$$J_{xm} = J_{ym} = 2\sqrt{\frac{P}{ab}}\sqrt[4]{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}}\frac{\frac{\lambda}{\lambda_{кр}}}{\sqrt[4]{1-\left(\frac{\lambda}{\lambda_{кр}}\right)^2}}. \qquad (5.7)$$

Напомним, что все уравнения, в том числе и (5.5) — (5.7), записаны в системе единиц СИ. Таким образом, мощность должна быть выражена в ваттах, линейные размеры — в метрах; величины E_m и J_m — соответственно в вольтах на метр и амперах на метр.

Пользуясь описанным методом, можно определить абсолютную величину полей и токов при любом наперед заданном типе волны.

Напряженности поля и токи при практически используемых уровнях мощности могут достигать весьма значительной величины. Рассмотрим случай, когда по прямоугольному волноводу с внутренними размерами 10×23 *мм*, имеющему воздушное или вакуумное наполнение, передается импульсная мощность, равная 500 *квт*. Частоту колебаний примем равной 9375 *Мгц* ($\lambda = 3{,}2$ *см*). Как уже было показано, в этом случае по волноводу может распространяться лишь волна типа H_{10}. После подстановки всех необходимых величин в уравнение (5.5) получаем амплитуду напряженности электрического поля в импульсе $E_m \cong 15{,}1$ *кв/см*. Амплитуда плотности продольного тока в середине широкой стенки волновода в том же режиме из соотношения (5.6) оказывается равной $J_{zm} \cong 40{,}6$ *а/см*. Для амплитуды плотности поперечного тока в узкой стенке и на ребрах волновода из уравнения (5.7) можно найти: $J_{xm} = J_{ym} \cong 39{,}4$ *а/см*. Однако при малых мощностях, типич-

ных, например, для режима приема радиолокационной станции, напряженность поля и плотность токов в волноводе могут иметь чрезвычайно малую величину. Полагая мощность сигнала равной 10^{-12} *вт*, нетрудно вычислить, что на волне $\lambda = 3{,}2$ *см* в волноводе рассматриваемого сечения $E_m \cong 2{,}2 \cdot 10^{-5}$ *в/см.*

Знание абсолютной величины напряженности электрического поля в волноводе бывает полезным в тех случаях, когда рассматриваются условия, при которых возможен электрический пробой (сверхвысокочастотный разряд) внутри волновода. Вычисление величины E_m необходимо, например, при рассмотрении электрооптических эффектов, используемых для СВЧ модуляции оптических квантовых генераторов (лазеров). Абсолютная величина токов в стенках также представляет практический интерес, например, при разработке некоторых типов газоразрядных приборов СВЧ. Зная величину тока, проходящего через прибор, можно рассчитать активные потери мощности, оценить тепловой режим прибора и т. д.

§ 5.3. ЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ПРОЧНОСТЬ ВОЛНОВОДА

При передаче по линии большой мощности может возникнуть высокочастотный пробой*. Явления, сопровождающие пробой в волноводе, внешне имеют много общего с явлениями, которые наблюдаются при пробое на постоянном токе и на низких частотах. Пробой происходит в области наибольшей напряженности высокочастотного электрического поля. При давлении, близком к атмосферному, пробой имеет вид искрового разряда и обычно сопровождается сильным звуком. В случае пониженных давлений (единицы или десятки миллиметров ртутного столба) пробой сходен скорее с тлеющим разрядом.

Пробой волновода вызывает значительное отражение волны ввиду большой проводимости высокочастотного разряда. Нормальная передача энергии прекращается; режим генератора резко меняется, что может иногда привести к выходу вакуумного прибора из строя. В тех местах на волноводе, где происходит пробой, металл окисляется.

Обозначим через $E_{проб}$ амплитуду напряженности электрического поля в волноводе, при которой начинается пробой. Величина пробивной напряженности зависит от ряда факторов — рода газа, давления, частоты колебаний, степени начальной ионизации и т. д. (см. ниже).

Из опыта установлено, что при нормальном атмосферном давлении пробивная напряженность электрического поля сухого воз-

* Здесь и ниже для сокращения будем использовать выражение «высокочастотный пробой» вместо более полного названия «сверхвысокочастотный пробой». Такое же сокращение будет иногда применяться и при рассмотрении других вопросов техники СВЧ.

духа в диапазоне сантиметровых волн имеет порядок 30 *кв/см*. Примерно такая же величина определяет, как известно, пробой воздуха при постоянном напряжении. Совпадение этих величин является в значительной мере случайным и не может рассматриваться как указание на тождественность физических процессов, происходящих при разрядах в газах на постоянном токе и при сверхвысоких частотах.

Для расчета пробивной (предельной) мощности $P_{\text{проб}}$ любого волновода следует воспользоваться уравнением, связывающим амплитуду напряженности электрического поля с мощностью бегущей волны. Обратимся снова к наиболее простому в математическом отношении случаю прямоугольного волновода, возбужденного на волне типа H_{10}.

Пробой волновода должен наступить тогда, когда амплитуда напряженности электрического поля E_m в центре широкой стенки достигнет $E_{\text{проб}}$. Полагая в выражении (5.5)

$$E_m = E_{\text{проб}};\; P = P_{\text{проб}},$$

можно вычислить мощность, при которой в случае чисто бегущей волны типа H_{10} начинается СВЧ разряд:

$$(P_{\text{проб}})_{H_{10}} = \frac{ab}{4} E^2_{\text{проб}} \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_{\text{кр}}}\right)^2}. \qquad (5.8)$$

Если подставить в это выражение значения ε_0 и μ_0, указанные в § 2.2, и положить $E_{\text{проб}} = 30$ *кв/см* $= 3 \cdot 10^6$ *в/м*, то расчетное уравнение для определения пробивной мощности при волне типа H_{10} в прямоугольном волноводе при нормальных условиях приобретает вид

$$(P_{\text{проб}})_{H_{10}} \cong 597\, ab \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2}. \qquad (5.9)$$

Для удобства расчетов размеры a, b и длина волны λ, входящие в (5.9), выражены, в отличие от предыдущих общих выкладок, в сантиметрах, а пробивная мощность здесь выражена уже не в ваттах, а в киловаттах.

Подобным же образом можно произвести расчет пробивной мощности для других типов волн и для других форм сечения волновода. Ниже приводятся без вывода расчетные уравнения пробивной прочности прямоугольного и круглого волноводов при некоторых простейших типах волн для случая, когда пробивная напряженность равна 30 *кв/см*.

Для волны типа H_{11} в прямоугольном волноводе

$$P_{\text{проб}} \cong 298\, ab \left(1 + \frac{b^2}{a^2}\right) \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_{\text{кр}}}\right)^2}. \qquad (5.10)$$

Для волны типа H_{11} в круглом волноводе

$$P_{\text{проб}} \cong 1790\, R^2 \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_{\text{кр}}}\right)^2}. \qquad (5.11)$$

Для волны типа H_{01} в круглом волноводе:

$$P_{\text{проб}} \cong 1805\ R^2 \sqrt{1-\left(\frac{\lambda}{\lambda_{\text{кр}}}\right)^2}. \qquad (5.12)$$

Величины $\lambda_{\text{кр}}$, входящие в эти выражения, должны подставляться в соответствии с уравнениями (3.82), (4.54) и (4.55).

Для сравнения свойств различных типов передающих линий полезно рассмотреть величину пробивной прочности коаксиальной линии с воздушным наполнением при волне типа ТЕМ. Принимая $E_{\text{проб}}=30$ *кв/см*, можно получить:

$$P_{\text{проб}} \cong 1870\ d^2 \ln\frac{D}{d}. \qquad (5.13)$$

Размеры сечения a, b, R, D, d в уравнениях (5.10) — (5.13) выражены в сантиметрах, пробивная мощность — в киловаттах.

Произведем для примера расчет пробивной мощности прямоугольного волновода, имеющего сечение 10×23 *мм*. Пусть длина волны генератора в свободном пространстве равна 3,2 *см*. Тогда согласно соотношению (5.9) пробой волновода при волне типа H_{10} должен произойти при мощности, приблизительно равной 987 *квт*.

Электрическая прочность коаксиальной линии всегда меньше, чем у волновода. В этом нетрудно убедиться, учитывая ограничение (4.66), накладываемое на диаметры проводников коаксиальной линии. Так, при длине волны $\lambda=3,2$ *см*, задаваясь отношением $\frac{D}{d}=3$, из выражений (5.13) и (4.66) можно получить: $d<\frac{\lambda}{2\pi}$; $P_{\text{проб}}<530$ *квт*. Следует иметь в виду, что размеры сечения прямоугольного волновода, предназначенного для работы на волне 3,2 *см*, могут быть несколько больше, чем 10×23 *мм*. Пробивная мощность такого волновода должна еще сильнее отличаться от рассчитанной здесь предельной пробивной мощности коаксиальной линии.

Проделанные расчеты не учитывают возможных неоднородностей, приводящих к локальному повышению напряженности электрического поля и облегчающих возникновение пробоя*. Не учтены здесь и другие факторы, в том числе стоячие волны, при которых пробивная мощность также оказывается ниже расчетной величины (см. § 7.5, *б*). Обычно на практике допустимая мощность, передаваемая в нагрузку по СВЧ тракту, принимается с необходимым запасом и составляет 20—30% от рассчитанной предельной пробивной мощности.

Тем не менее, проведенные расчеты позволяют сделать вывод, что электрическая прочность волноводных линий достаточно высока и в основном удовлетворяет передаче энергии от большин-

---

* Неоднородности особенно сильно проявляются в коаксиальной линии, в результате чего разница в пробивной прочности коаксиальной линии и волновода становится еще более резкой.

ства современных источников СВЧ колебаний. Так, отвлекаясь от маломощных усилителей и от генераторов гетеродинного класса, можно указать, что в рассматриваемом для примера 3-*см* диапазоне длин волн мощность импульсных магнетронов и платинотронов составляет обычно десятки или сотни киловатт, т. е. ниже рассчитанной допустимой величины. Однако уже сейчас созданы приборы СВЧ 3-*см* диапазона, выходная мощность которых превышает один мегаватт. Очевидно, что в этом случае начинает представлять проблему даже выведение генерируемой мощности из электровакуумного прибора.

Чем больше размеры сечения волновода a и b, тем выше его электрическая прочность. Ранее было показано, что при уменьшении частоты колебаний необходимо увеличивать размеры сечения волновода. Следовательно, с понижением частоты пробивная мощность волновода должна резко возрастать. Однако выходная мощность приборов СВЧ также повышается с увеличением длины волны и в некоторых случаях уже превышает нормальную пробивную мощность волновода. В 10-*см* диапазоне, например, достигнута импульсная мощность в 30—50 *Мвт*, в то время как предельная пробивная мощность соответствующего стандартного волновода составляет при нормальных условиях 10 *Мвт*. Все это показывает, сколь существенную роль играют вопросы пробоя при разработке мощных генераторных и усилительных приборов СВЧ.

Для понимания процессов, происходящих при пробое передающих трактов, необходимо изучение свойств сверхвысокочастотных разрядов в газах. На рис. 5.6 показан вид экспериментально снятой зависимости пробивной напряженности электрического поля сверхвысокой частоты от давления газа p. Кривые $E_{\text{проб}} = f(p)$ внешне сходны с кривой Пашена для разрядов на постоянном токе. При фиксированной частоте колебаний существует давление p_0, для которого пробивная напряженность имеет наименьшую величину. Давление p_0 зависит от частоты и, как показано на рис. 5.7, практически во всем диапазоне СВЧ увеличивается пропорционально частоте колебаний.

При длине волны порядка 10 *см* давление p_0 для большинства газов составляет несколько миллиметров ртутного столба. Таким образом, в 10-*см* диапазоне этот участок давлений наиболее «опасен» с точки зрения пробоя волноводного тракта.*

В случаях, когда сверхвысокочастотная аппаратура предназначается для работы на больших высотах, волноводный тракт обычно

* Интересно отметить, что линейный характер зависимости $p_0 = f(\nu)$ распространяется на более высокие частоты и даже на оптический диапазон, где также обнаружено явление пробоя при весьма высоких мощностях (продолжение пунктирного участка кривой на рис. 5.7). Так, при длине волны порядка 0,6 *мкм* давление p_0 для исследованных газов имеет порядок сотен атмосфер; величина $E_{\text{проб}}$ доходит до 10^6—10^7 *в/см*.

герметизируют и с помощью компрессора обеспечивают достаточно высокое давление наполняющего газа. К компрессированию волноводных трактов приходится прибегать и в тех случаях, когда передаваемая по волноводу мощность превышает допустимую величину, рассчитанную для нормального атмосферного давления. Увеличения $P_{\text{проб}}$ можно достичь также путем подбора рода газа, наполняющего волновод. Так, применяя «элегаз» (шестифто-

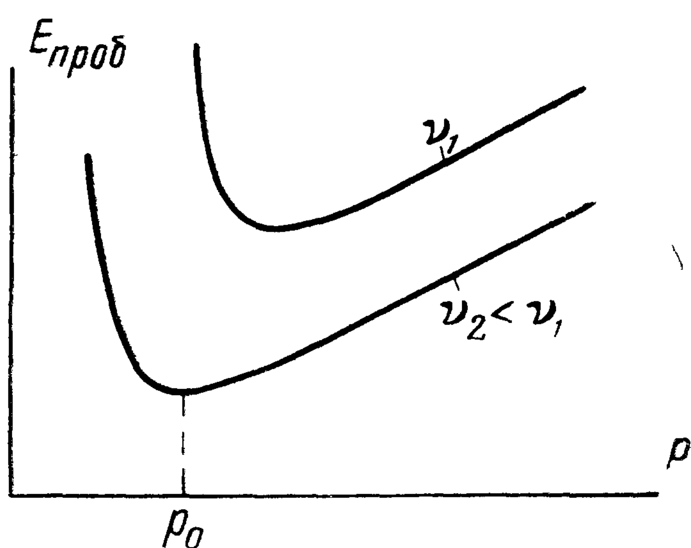


Рис. 5.6. Зависимость пробивной напряженности от давления газа для двух различных частот колебаний

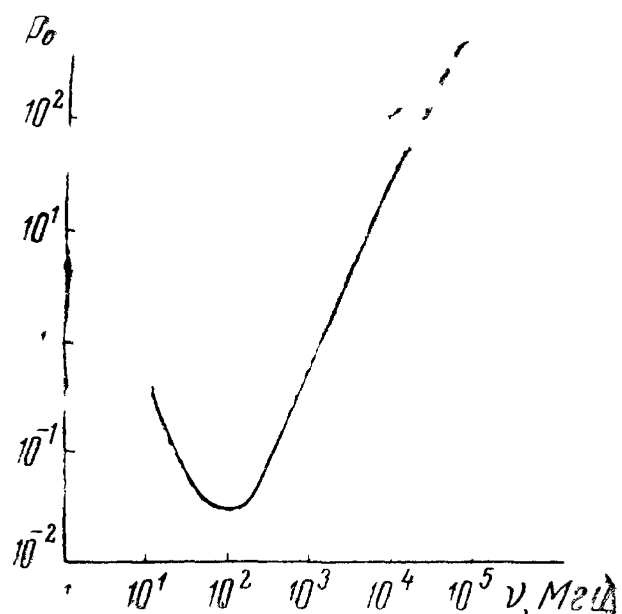


Рис. 5.7. Характер зависимости давления газа, соответствующего наименьшей величине $E_{\text{проб}}$, от частоты колебаний

ристую серу SF_6), удается примерно в 3 раза повысить величину $E_{\text{проб}}$, что повышает импульсную пробивную мощность почти на порядок в сравнении с воздушным наполнением. Повышению $E_{\text{проб}}$ также способствует применение электроотрицательных газов и паров, обеспечивающих «прилипание» электронов к молекулам и образование в результате этого тяжелых отрицательных ионов.

Сверхвысокочастотные разряды в волноводных трактах могут играть не только отрицательную, но и положительную роль. Существует большой класс газоразрядных приборов — антенных переключателей, предназначенных для автоматической коммутации сверхвысокочастотных трактов радиолокационных устройств. В этих приборах используется разряд при пониженных давлениях вблизи минимума кривой $E_{\text{проб}} = f(p)$, изображенной на рис. 5.6. Понятие об устройстве антенных переключателей будет дано в § 6.7.

§ 5.4. ПОТЕРИ В ВОЛНОВОДАХ

При передаче энергии по волноводу имеют место потери мощности за счет конечного сопротивления металла, из которого изготовлен волновод. Потерями в диэлектрике можно обычно прене-

бречь, поскольку волноводы имеют, как правило, воздушное наполнение.

Построение строгой теории волновода с учетом потерь в стенках крайне затруднено в связи с необходимостью введения новых граничных условий. Обычно пользуются следующим приближенным методом определения потерь. Сначала потери не учитывают и решают обычную краевую задачу, как это было сделано в 3 и 4 главах. Затем полагают, что присутствие потерь не изменяет структуру полей и величину токов в стенках волновода. Используя токи, определенные из предположения об отсутствии потерь, находят джоулевы потери при конечной (заданной) проводимости стенок.

а. Постоянная затухания при конечной проводимости стенок волновода

При наличии потерь постоянная распространения γ должна быть комплексной: $\gamma=\alpha+j\beta$. Поле в линии в этом случае изменяется по закону

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_m e^{-\alpha z} e^{j(\omega t-\beta z)}. \tag{5.14}$$

Постоянная затухания α может быть вычислена из следующих соображений. Согласно выражению (5.14), при длине волновода, равной единице, напряженность поля уменьшается в e^{α} раз, а мощность, пропорциональная квадрату напряженности, уменьшается в $e^{2\alpha}$ раз. Следовательно, мощность, поглощаемая в стенках волновода на единице длины, равна:

$$P_{\text{пот }1} = P\,(1 - e^{-2\alpha}),$$

где P — мощность, поступающая на вход волновода.

Преобразуя полученное выражение, получаем:

$$e^{-2\alpha} = 1 - \frac{P_{\text{пот }1}}{P}.$$

Обычно потери в волноводах невелики и можно положить $\frac{P_{\text{пот }1}}{P} \ll 1$. Раскладывая выражение $e^{-2\alpha}$ в ряд по малому параметру и используя первые два члена разложения, получаем·

$$\alpha \cong \frac{1}{2}\,\frac{P_{\text{пот }1}}{P}. \tag{5.15}$$

Таким образом, согласно уравнению (5.15) для расчета постоянной затухания α необходимо вычислить мощность $P_{\text{пот }1}$, рассеиваемую в стенках волновода при длине 1 *м*. Мощность P, передаваемую по волноводу, можно определить из выражений типа (5.1) и (5.2).

Рассмотрим участок стенки волновода, вырезанный для наглядности вдоль линий тока, протекающего в данной стенке. Активное сопротивление слоя единичной длины с шириной dl и толщиной δ, равной глубине проникновения поля в металл, составляет

$$\frac{1}{\sigma_{\text{ст}}} \frac{1}{\delta dl}.$$

Мощность тепловых потерь в рассматриваемом элементе стенки при амплитуде тока dI равна

$$dP_{\text{пот 1}} = \frac{1}{2} \frac{(dI)^2}{\sigma_{\text{ст}} \delta dl}. \tag{5.16}$$

Величина dI связана с плотностью поверхностного тока J соотношением

$$dI = |\mathrm{J}|\, dl.$$

Интересующая нас мощность потерь в стенках может быть найдена интегрированием выражения (5.16) по периметру волновода при длине, равной 1 *м*:

$$P_{\text{пот1}} = \oint \frac{1}{2} \frac{\{|\mathrm{J}|\, dl\}^2}{\sigma_{\text{ст}} \delta dl} = \frac{1}{2} R_{\text{пов}} \oint |\mathrm{J}|^2 dl. \tag{5.17}$$

Через $R_{\text{пов}}$ здесь обозначено поверхностное активное сопротивление стенки на рабочей частоте с учетом уравнения поверхностного эффекта (3.67), т. е. сопротивление слоя металла толщиной δ, имеющего единичную длину и ширину:

$$R_{\text{пов}} = \frac{1}{\sigma_{\text{ст}} \delta} = \sqrt{\frac{\omega \mu_{\text{ст}} \mu_0}{2 \sigma_{\text{ст}}}}. \tag{5.18}$$

В уравнение (5.17) в соответствии с (3.66) может быть подставлена вместо плотности поверхностного тока $|\mathrm{J}|$ численно равная ей величина напряженности тангенциального магнитного поля H_t. Окончательно имеем:

$$P_{\text{пот 1}} = \frac{1}{2} R_{\text{пов}} \oint |\mathrm{H}_t|^2 dl. \tag{5.19}$$

Величина H_t может быть получена из уравнений составляющих поля рассматриваемого типа волны. Подставляя соотношения (5.19) и (5.1) в (5.15), можно найти постоянную затухания для любого однородного волновода при отсутствии потерь в диэлектрике. Однако прежде чем перейти к обсуждению затухания в конкретных типах волноводов, обратимся к вопросу о единицах измерения затухания (потерь).

б. Единицы измерения потерь

Затухание поля в любой линии передачи, в том числе и в волноводе, принято выражать в логарифмических единицах — *децибелах*.

Пусть абсолютная величина напряженности поля и мощность бегущей волны, подаваемой на вход рассматриваемой линии, равны $|E_{вх}|$ и $P_{вх}$. Под $|E_{вых}|$ и $P_{вых}$ будем подразумевать соответственно напряженность поля и мощность волны, поступающей с выхода линии в согласованную нагрузку. Между этими величинами по соотношению (5.14) имеется очевидная связь:

$$|E_{вых}| = |E_{вх}| e^{-\alpha l}; \quad P_{вых} = P_{вх} e^{-2\alpha l}, \tag{5.20}$$

где l — геометрическая длина рассматриваемой линии между входом и выходом.

Обозначим через L потери в линии, определяемые соотношением

$$L = \lg \frac{P_{вх}}{P_{вых}}. \tag{5.21}$$

Единица затухания L носит название *бел*. При потерях в 1 бел мощность на выходе линии меньше входной мощности в 10 раз. В связи с тем, что бел — крупная величина, была введена производная от нее — децибел (сокращенно *дб*), равная 0,1 *бела*. Затухание (потери) в децибелах в соответствии с выражениями (5.21) и (5.20) определяется уравнениями

$$L = 10 \lg \frac{P_{вх}}{P_{вых}} = 20 \lg \frac{|E_{вх}|}{|E_{вых}|} \text{ дб}; \tag{5.22}$$

$$L \cong 8{,}68\, \alpha l \text{ дб}. \tag{5.23}$$

Таким образом, постоянная затухания α, описываемая общим уравнением (5.15), в соответствии с (5.23) должна выражаться в децибелах на метр. Единица *бел* сейчас практически не применяется даже в тех случаях, когда потери измеряются десятками и сотнями децибелов.

В децибелах выражают не только потери в волноводах, но и многие другие отношения мощностей или напряженностей поля. Подобным же образом принято выражать некоторые параметры электровакуумных приборов СВЧ, например коэффициент усиления, коэффициент шума и др. Иногда в децибелах выражают величину мощности малого сигнала, относя ее, например, к уровню в 1 *мвт*. Так, мощность в 10^{-9} *вт* может быть представлена как мощность, находящаяся на 60 *дб* ниже 1 *мвт*. Эту величину мощности можно записать иначе: — 60 *дбмвт*. Для наглядности и для облегчения расчетов в приложении 2 дана таблица числовых переходов от децибелов к натуральным отношениям.

Полезно всегда помнить несколько простых соотношений:

3 *дб* соответствуют изменению мощности в 2 раза;		
6 *дб*	то же	4 раза;
10 *дб*	»	10 раз;
20 *дб*	»	100 раз.

Пользуясь только этими цифрами, можно, не прибегая к расчетам по логарифмической линейке или по таблицам, найти, что ослабление в 16 *дб*, т. е. 10 *дб*+6 *дб*, соответствует отношению мощностей, равному $10\times4=40$. Ослабление 27 *дб* или иначе 30 *дб* — 3 *дб* соответствует отношению мощностей, равному $\frac{10^3}{2}=500$, и т д

Иногда потери выражают не в децибелах, а в неперах, исходя из натурального логарифма отношения напряженностей поля на входе и выходе линии·

$$L = \ln\frac{|E_{\text{вх}}|}{|E_{\text{вых}}|} = \alpha l \text{ неп} \tag{5.24}$$

Постоянная затухания α в этом случае выражается в неперах на метр или в производных единицах — миллинеперах на метр. Непер — более крупная единица, чем децибел. Соотношение между непером и децибелом легко установить, сравнивая выражения (5.23) и (5.24): 1 *неп*=8,68 *дб*. В технике СВЧ непер находит лишь ограниченное применение.

в. Потери в волноводах прямоугольного и круглого сечений

В случае низшей волны типа H_{10} в прямоугольном волноводе расчеты по формулам (5.15), (5.19) — (5.23) с использованием уравнений составляющих поля (3.59) — (3.62) приводят к следующему уравнению для постоянной затухания (здесь и далее знак приближенного равенства для сокращения записи опущен):

$$(\alpha)_{H_{10}} = \frac{\sqrt{\frac{\omega\mu_{\text{ст}}\varepsilon\varepsilon_0}{2\sigma_{\text{ст}}\mu}}}{b\sqrt{1-\left(\frac{\lambda}{\lambda_{\text{кр}}}\right)^2}}\left[1+2\frac{b}{a}\left(\frac{\lambda}{\lambda_{\text{кр}}}\right)^2\right], \tag{5.25}$$

где ε и μ — относительные диэлектрическая и магнитная проницаемости диэлектрика, наполняющего полость волновода.

Обычно на практике приходится иметь дело с волноводами, выполненными из неферромагнитного материала, т. е. $\mu_{\text{ст}}\cong1$. В этом случае, полагая ε и μ диэлектрика равными единице и учитывая, что $(\lambda_{\text{кр}})_{H_{10}}=2a$, получаем:

$$(\alpha)_{H_{10}} = \frac{\sqrt{\frac{\omega\varepsilon_0}{2\sigma_{\text{ст}}}}}{b\sqrt{1-\frac{\lambda^2}{4a^2}}}\left[1+2\frac{b}{a}\left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2\right]. \tag{5.26}$$

Круглый волновод из немагнитного металла, возбужденный на волнах типов H_{11} и H_{01}, в случае воздушного наполнения имеет постоянную затухания, описываемую уравнениями

$$(\alpha)_{H_{11}} = \frac{\sqrt{\frac{\omega\varepsilon_0}{2\,\sigma_{\text{ст}}}}}{R\sqrt{1-\left(\frac{\lambda}{\lambda_{\text{кр}}}\right)^2}}\left[0{,}42+\left(\frac{\lambda}{\lambda_{\text{кр}}}\right)^2\right]; \qquad (5.27)$$

$$(\alpha)_{H_{01}} = \frac{\sqrt{\frac{\omega\varepsilon_0}{2\,\sigma_{\text{ст}}}}}{R\sqrt{1-\left(\frac{\lambda}{\lambda_{\text{кр}}}\right)^2}}\left(\frac{\lambda}{\lambda_{\text{кр}}}\right)^2. \qquad (5.28)$$

Здесь R обозначает радиус волновода; $\lambda_{\text{кр}}$ определяется уравнениями (4.54) и (4.55); $\sigma_{\text{ст}}$ — удельная объемная проводимость материала стенок, измеренная на постоянном токе и выраженная в сименсах на метр ($ом^{-1}м^{-1}$). Величина удельной проводимости наиболее распространенных проводников приведена в приложении 3.

Умножая величину α, определяемую уравнениями (5.26) — (5.28), на коэффициент 8,68, нетрудно вычислить потери в децибелах на метр. Именно эта величина и указывается обычно при рассмотрении потерь в волноводах.

На рис. 5.8 приведены графики потерь в стенках прямоугольного волновода при волне типа H_{10}, рассчитанные по уравнению (5.26). Материалом стенок являются медь с удельной проводимостью $5{,}8 \cdot 10^7 \frac{1}{ом \cdot м}$. Аналогичные кривые для круглого волновода показаны на рис. 5.9. Эти графики показывают, что при приближении к критической частоте потери в волноводах резко возрастают. На достаточном удалении от критического режима потери сравнительно невелики. Дальнейшее повышение частоты приводит к медленному росту затухания.

Опыт показывает, что реальные потери в стенках близки к расчетным, но превышают их на 15—20% в зависимости от качества обработки внутренних поверхностей волновода. Чем больше микронеровности стенок, тем длиннее путь высокочастотных токов и тем быстрее происходит затухание волны. Толщина поверхностного слоя, по которому текут токи, уменьшается с ростом частоты колебаний, поэтому шероховатость стенок сильнее сказывается на более коротких волнах. Практически к качеству внутренних поверхностей волноводов в диапазоне сантиметровых волн предъявляются требования обработки по 8—10 классам чистоты поверхности, предусмотренным ГОСТ 2789—59*. Следует также учиты-

* Согласно ГОСТ 2789—59, при чистоте поверхности, соответствующей 8 и 10 классам, средняя высота неровностей не должна превышать соответственно 3,2 и 0,8 *мкм*.

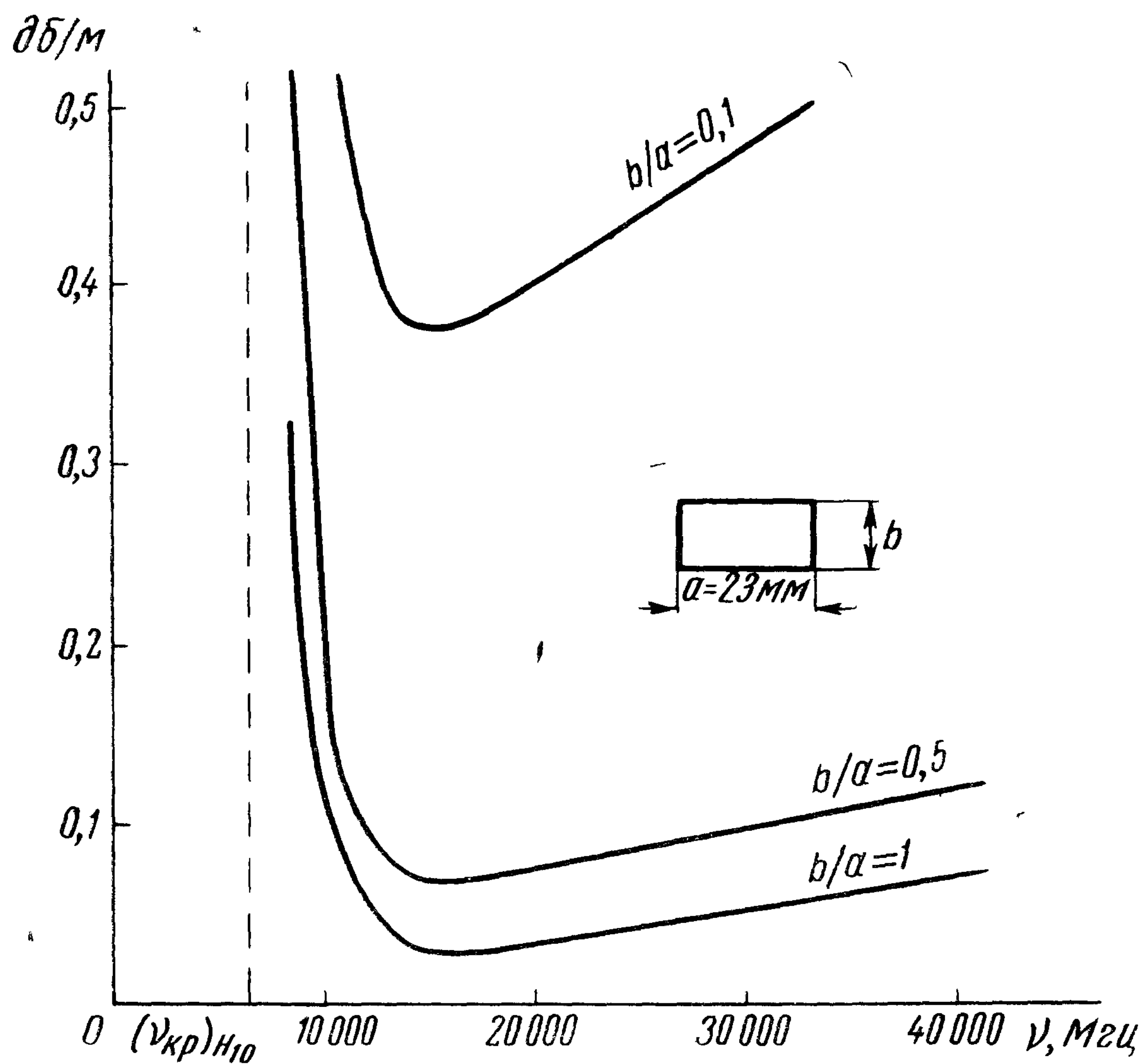


Рис. 5.8. Расчетная зависимость потерь в стенках прямоугольного волновода при волне типа H_{10} от частоты колебаний

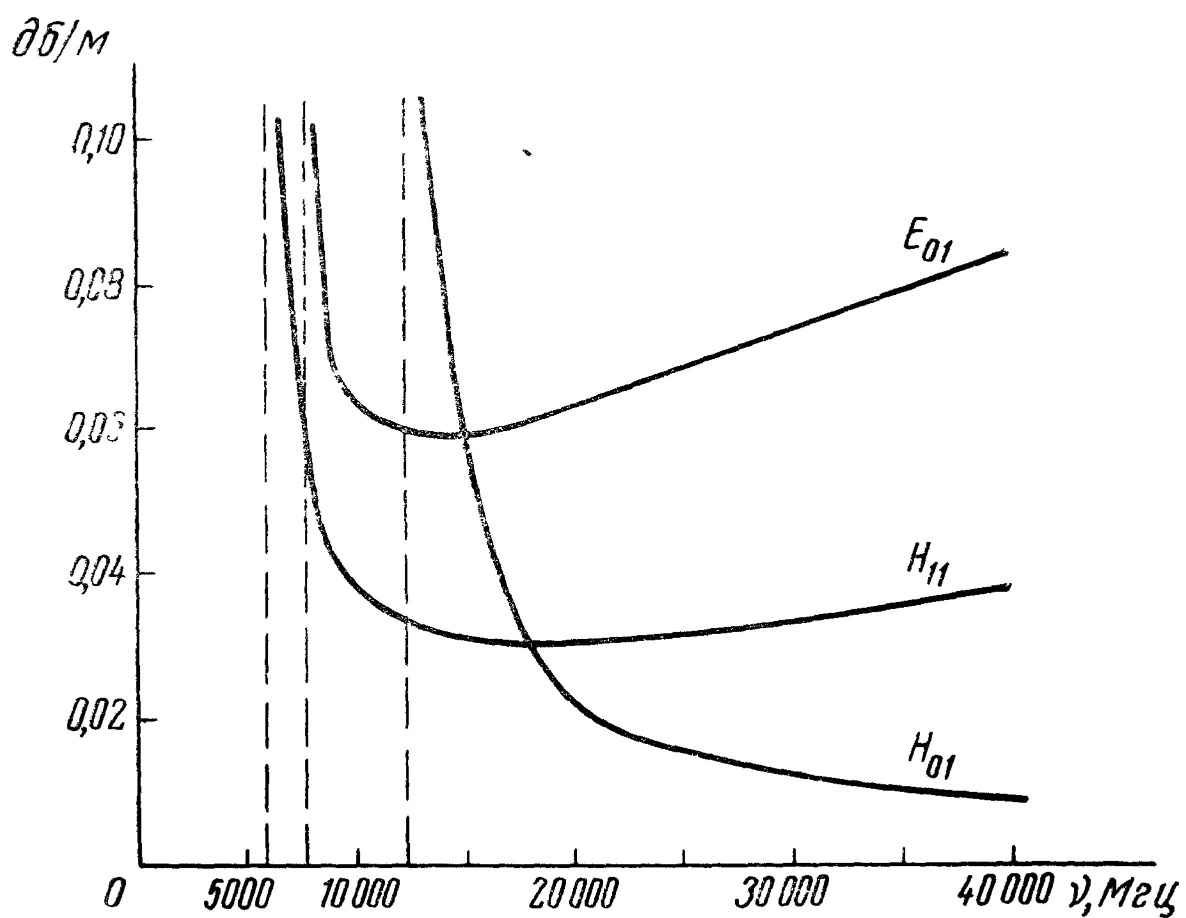


Рис. 5.9. Расчетная зависимость потерь в стенках круглого волновода при волнах типов E_{01}, H_{11} и H_{01} от частоты. Диаметр волновода принят равным 30 *мм*

вать, что потери заметно растут при наличии швов в стенках волновода. С этой точки зрения, как указывалось в § 3.7, предпочтение следует отдать бесшовным цельнотянутым волноводным трубам. В некоторых случаях находят применение волноводы, изготовленные методом электролитического осаждения металла. Снижению потерь способствует применение электрохимической полировки внутренних поверхностей волноводных линий.

Для иллюстрации величины потерь в волноводах можно указать, что медный волновод прямоугольного сечения 34×72 *мм* на частоте 3000 *Мгц* обладает потерями около 0,02 *дб/м*. На этой же частоте коаксиальный кабель РК-75-9-13 с полиэтиленовым наполнением (см. приложение 1) имеет потери, равные 0,8 *дб/м*. Следовательно, при длине 10 *м* ослабление в волноводе составляет 0,2 *дб*, т. е. менее 5% по мощности. Потери же в кабеле при той же длине составят 8 *дб*, что соответствует поглощению около 84% передаваемой мощности. Таким образом, наглядно выявляются преимущества волновода как линии с малыми потерями.

Рассматривая волну типа H_{10} в прямоугольном волноводе, можно заметить, что затухание растет при уменьшении сечения (см. рис. 5.8). С физической точки зрения рост затухания можно объяснить следующим образом. Мощность, передаваемая по волноводу, пропорциональна площади его поперечного сечения. Мощность же потерь в стенках должна быть в первом приближении пропорциональна периметру поперечного сечения. Следовательно, постоянная затухания пропорциональна отношению периметра и площади сечения. Величина α стремится к бесконечности, если размер b уменьшается до нуля. Это обстоятельство учитывается при выборе размеров стандартных сечений волноводов, рассматриваемых в § 5.6.

Общий ход затухания в круглых волноводах в зависимости от частоты сходен с аналогичными зависимостями для прямоугольных волноводов. Аномальными свойствами обладает лишь волна типа H_{01}, рассмотренная в § 4.3. Затухание этой волны, падая по мере удаления от критической частоты, не проходит через минимум, а асимптотически стремится к нулю при неограниченном росте частоты. Причиной этого является существование только поперечных (кольцевых) токов у волны типа H_{01}, величина которых убывает с ростом частоты, т. е. с увеличением отношения $\frac{R}{\lambda}$.

г. Роль потерь в передающих линиях СВЧ

Величина потерь непосредственно определяет эффективность передачи энергии по передающим линиям СВЧ. Обозначим коэффициент полезного действия линии через

$$\eta = \frac{P_{вых}}{P_{вх}}. \qquad (5.29)$$

Сравнивая выражения (5.29) и (5.22), нетрудно найти, что при потерях L, равных 0,5 *дб*, к. п. д. линии составляет приблизительно 89%. Если $L=1$ *дб*, чему соответствует $\frac{P_{вх}}{P_{вых}}=1{,}26$, то к. п. д. снижается до 79%, и т. д.

Высокий к. п. д. передающей линии и низкие потери необходимы, например, при передаче энергии от передатчика к антенне радиолокационной станции, а также при передаче принимаемого сигнала от антенны ко входу приемника во избежание снижения дальности действия станции и уменьшения ее чувствительности.

Наряду с указанным наиболее очевидным требованием к малости потерь следует иметь в виду два других обстоятельства, особенно сильно проявляющиеся при работе с весьма высокими и весьма малыми мощностями.

Мощность, рассеиваемая на единице длины передающей линии за счет джоулевых потерь, как и на более низких частотах, может оказаться достаточной для значительного разогрева и даже для расплавления линии. С этим приходится считаться при передаче весьма высоких средних мощностей. В самом деле, даже при умеренных потерях в 0,1 *дб/м* в стенках линии длиною 1 *м* должно рассеиваться в виде тепла более 2% передаваемой мощности. Если передаваемая по такой линии средняя мощность составляет десятки или сотни киловатт и выше, то могут потребоваться специальные меры для охлаждения стенок волновода. Однако при более низких средних мощностях, чаще встречающихся на практике, этим проявлением потерь в стенках можно пренебречь.

Более подробного анализа требует влияние потерь на шумы, возникающие в волноводных трактах чувствительных приемников СВЧ диапазона.

Как известно из физики, все тела, находящиеся в термодинамическом равновесии и поглощающие излучение в некотором диапазоне частот, сами являются источниками теплового некогерентного излучения в том же диапазоне. Таким образом, стенки всякой передающей линии, имеющей конечные потери и находящейся при абсолютной температуре $T>0$, являются источником теплового (шумового) излучения СВЧ диапазона, накладывающегося на принимаемый СВЧ сигнал и маскирующего его на фоне помех.

Обозначим через A коэффициент поглощения рассматриваемой линии, равный

$$A = \frac{P_{вх} - P_{вых}}{P_{вх}} = 1 - \frac{1}{L_{абс}}. \qquad (5.30)$$

Здесь $L_{абс}$ — абсолютная величина потерь, выраженная не в децибелах, а в виде отношения входной и выходной мощностей:

$$L_{абс} = \frac{P_{вх}}{P_{вых}} = e^{2\alpha l}.$$

В соответствии с законом Кирхгофа, отношение излучательной способности любого тела к его поглощательной способности является величиной постоянной, равной излучательной способности абсолютно черного тела (идеального поглотителя). Отсюда следует, что шумовая мощность $P_ш$, излучаемая передающей линией, равна мощности шумового излучения абсолютно черного тела $P_{ш\ черн}$, находящегося при той же абсолютной температуре T, умноженной на коэффициент поглощения A, т. е

$$P_ш = P_{ш\ черн}\left(1 - \frac{1}{L_{абс}}\right) \tag{5.31}$$

С другой стороны, спектральная плотность излучения абсолютно черного тела $dP_{ш\ черн}/d\nu$ (величина мощности, излучаемой в полосе частот шириной в *1 гц* на частоте ν) на одну степень свободы, т. е. при одном типе волны, описывается формулой Планка*

$$\frac{dP_{ш\ черн}}{d\nu} = \frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}, \tag{5.32}$$

где h — постоянная Планка, равная $6{,}62 \cdot 10^{-34}$ *дж · сек*;

k — постоянная Больцмана, равная $1{,}38 \cdot 10^{-23}$ *дж/град*.

В диапазоне СВЧ ($\nu < 10^{12}$*гц*) при нормальной температуре $h\nu \ll kT$. Тогда (5.32) приводится к более простому виду

$$\frac{dP_{ш\ черн}}{d\nu} = kT,$$

описывающему «белый» шум, спектральная плотность которого не зависит от частоты.

Таким образом, в полосе частот $\Delta\nu$ мощность шумового излучения абсолютно черного тела равна

$$P_{ш\ черн} = kT\,\Delta\nu \tag{5.33}$$

Уравнение Найквиста (5.33) играет важную роль в расчетах шумовых явлений в диапазоне сверхвысоких частот. Подставляя это выражение в (5.31), можно найти мощность шумов передающей линии, имеющей потери $L_{абс}$ и находящейся при температуре T:

$$P_ш = kT\,\Delta\nu\left(1 - \frac{1}{L_{абс}}\right), \tag{5.34}$$

Идеальная передающая линия без потерь, для которой $L_{абс} = 1$, по уравнению (5.34) не создает шумов при любой конечной температуре стенок. Чем больше потери в линии, тем значительнее мощность $P_ш$, приближающаяся в пределе при $L_{абс} \to \infty$ к излучению черного тела.

При рассмотрении шумовых явлений вместо абсолютной величины шумовой мощности $P_ш$ широко используется понятие *эффективной шумовой температуры* $T_ш$, определяемой как температура абсолютно черного тела, при которой в заданной полосе частот $\Delta\nu$ шумовая мощность равна шумовой мощности рассматриваемого источника.

---

* По этим вопросам см. [31], а также: Э. В. Шпольский, Атомная физика, т. 1, Физматгиз, 1963, гл. VI.

Таким образом, по уравнениям (5.33) и (5.34) можно записать:

$$kT_{ш}\Delta\nu = kT\,\Delta\nu\left(1-\frac{1}{L_{абс}}\right),$$

откуда

$$T_{ш} = T\left(1-\frac{1}{L_{абс}}\right). \qquad (5.35)$$

Интересно отметить, что если на вход передающей линии поступает внешний шумовой сигнал с эффективной шумовой температурой $T_{ш.вх}$, то потери в линии ослабляют этот сигнал, добавляя в то же время «собственные» шумы линии. В результате этого эффективная шумовая температура приемного тракта с учетом выражения (5.35) оказывается равной

$$T_{ш.\,полн} = \frac{T_{ш.\,вх}}{L_{абс}} + T\left(1-\frac{1}{L_{абс}}\right). \qquad (5.36)$$

Пользуясь уравнением (5.35) или (5.36) при $T_{ш.\,вх}=0$, нетрудно найти эффективную шумовую температуру $T_{ш}$ при нормальной температуре волновода $T=290°$ К. Если потери в линии составляют 1 *дб* ($L_{абс}\cong 1{,}26$), то шумовая температура оказывается равной 59°К. При более низких потерях изменение потерь на каждую десятую долю децибела соответствует изменению шумовой температуры приблизительно на 7°К.

До недавнего времени такие шумовые температуры и соответствующие им шумовые мощности находились за пределами чувствительности усилительных приборов СВЧ диапазона. Однако с созданием сверхмалошумящих усилителей собственные шумы СВЧ трактов стали одним из факторов, ограничивающих чувствительность приемников*. Для снижения величины потерь приходится сокращать длину приемного тракта, поскольку на $T_{ш}$ оказывают влияние полные потери $L_{абс}$. Иногда для снижения шумов идут по пути охлаждения приемного тракта, уменьшая значение температуры T в уравнениях (5.35) и (5.36). Особенно большую роль играет выбор типа волновода, обеспечивающего низкую величину постоянной затухания α.

Рассмотренными соображениями не исчерпывается роль потерь в передающих линиях СВЧ. Потери являются одним из источников погрешностей при некоторых измерениях. Учет потерь совершенно необходим при рассмотрении передающих линий, используемых в полых резонаторах (см. гл. 10 и 11), и т. д. Однако следует учесть, что при разработке радиотехнической аппаратуры и электровакуумных приборов СВЧ протяженность волноводных линий составляет единицы или, максимум, десятки метров. Потери в волноводах на такой длине оказываются, как правило, очень малыми. В связи с этим во многих случаях волноводные устройства можно рассматривать как линии без потерь.

---

* Шумовая температура квантовых парамагнитных усилителей имеет порядок 20°К и, по-видимому, в ближайшее время будет понижена до 10°К. Значительные успехи в снижении шумов достигнуты также в области параметрических усилителей и ламп бегущей волны.

§ 5.5. ВОЛНОВОД, ЗАПОЛНЕННЫЙ ИЗОТРОПНЫМ ДИЭЛЕКТРИКОМ

Обратимся к случаю, когда волновод имеет не воздушное, как обычно, наполнение, а содержит какой-либо диэлектрик, относительная диэлектрическая и магнитная проницаемости которого отличны от единицы. Наиболее простое решение может быть получено при однородном изотропном диэлектрике, целиком заполняющем полость волновода. Более сложное положение возникает, когда диэлектрик заполняет лишь часть объема волновода.

Общий анализ распространения волн по волноводам, проведенный в гл. 2, полностью охватывает случай однородного изотропного диэлектрического наполнения. Отвлечемся сначала от поглощения мощности в диэлектрике. Сравним критическую длину волны волновода, целиком заполненного диэлектриком, с критической длиной волны того же волновода, имеющего воздушное наполнение.

Согласно уравнению (2.52), для однородного волновода любого поперечного сечения без потерь выражение фазовой постоянной β имеет вид

$$\beta^2 = k^2 - k_{\text{кр}}^2$$

или

$$\beta^2 = \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 \varepsilon\mu - \left(\frac{2\pi}{\lambda_{\text{кр}}}\right)^2. \qquad (5.37)$$

Условием отсечки является $\beta^2=0$. Отсюда при $\varepsilon=\mu=1$ получаем известное тождество: $\lambda=\lambda_{\text{кр}}$, т. е. $\lambda_{\text{кр}}$ — критическая длина волны в волноводе, имеющем воздушное (вакуумное) наполнение.

Если относительные проницаемости ε и μ отличны от единицы, то длина волны, при которой происходит отсечка, изменяется. Обозначая эту длину волны через $\lambda'_{\text{кр}}$, из выражения (5.37) при $\beta^2=0$ получаем:

$$\lambda'_{\text{кр}} = \lambda_{\text{кр}} \sqrt{\varepsilon\mu}. \qquad (5.38)$$

Таким образом, при заполнении волновода диэлектриком, имеющим $\varepsilon>1$ или $\mu>1$, критическая длина волны увеличивается по сравнению с критической длиной волны того же волновода, наполненного вакуумом. Применение диэлектрического наполнения позволяет использовать волновод при неизменных габаритах на более низких частотах.

Свойства некоторых наиболее употребительных диэлектриков приведены в приложении 4. Относительную магнитную проницаемость во всех случаях, за исключением ферромагнетиков (см. § 8.5), можно считать равной единице.

Рассмотрим в качестве примера прямоугольный волновод, имеющий размеры сечения 10×23 *мм* (см. предыдущие числовые примеры). Наибольшая длина волны λ, при которой по этому

волноводу возможно распространение волн в случае воздушного наполнения, равна 4,6 *см*. Если этот волновод наполнить водой, имеющей относительную диэлектрическую постоянную $\varepsilon=80$ при $\mu\approx1$, то, не учитывая поглощения в воде, получаем наибольшую пропускаемую волну равной приблизительно 41 *см**. Соответствующая критическая частота составляет примерно 730 *Мгц* вместо 6520 *Мгц* при воздушном наполнении.

Можно было бы ожидать использования волноводов, заполненных диэлектриком, для уменьшения их габаритов или для внедрения волноводной техники в диапазоны более длинных радиоволн. При этом следует также учесть, что сплошное диэлектрическое наполнение волновода может повысить его пробивную прочность. Применение веществ с очень большой диэлектрической постоянной открывает, на первый взгляд, заманчивые перспективы. Однако одни диэлектрики обладают значительным поглощением на СВЧ, а другие, например кварц, хотя и имеют небольшие потери, но трудно обрабатываются. Целый ряд диэлектриков обладает низкой температурной стойкостью и т. д., поэтому применение их ограничено. Наполнение волноводов водой применяется в настоящее время лишь для создания волноводных поглотителей — согласованных нагрузок.

Частичное заполнение волноводов однородным диэлектриком (полистирол, кварц и др.) часто бывает необходимо для изменения электрической длины линии. На рис. 5.10,*а* изображен волновод прямоугольного сечения, внутри которого параллельно оси расположена диэлектрическая пластина. Предположим, что толщина пластины достаточно мала или ее диэлектрическая проницаемость лишь незначительно отличается от единицы. Тогда, отвлекаясь от строгого анализа, можно допустить, что в волноводе существуют те же типы волн, которые имелись бы при вакуумном наполнении, и происходит лишь возмущение соответствующей структуры поля и постоянной распространения волны. Изменение критической длины волны и фазовой скорости можно качественно приписать действию некоторой эффективной диэлектрической проницаемости, усредненной по поперечному сечению волновода.

Если менять размер a', передвигая пластину внутри волновода (рис. 5.10,*а*), то эффективная диэлектрическая проницаемость должна изменяться в зависимости от конфигурации поля внутри волновода. Пусть, например, в волноводе возбуждена волна типа H_{10}, при которой электрическое поле изменяется вдоль широкой стенки волновода по синусоидальному закону. Тогда возмущаю-

---

* Относительная диэлектрическая проницаемость воды указана здесь по результатам измерений на более низких частотах. В действительности величина ε для воды падает с увеличением частоты. Например, установлено, что при $\lambda\sim8$ *мм* диэлектрическая постоянная дистиллированной воды при температуре 23°С составляет около 23. Удельная проводимость воды на той же частоте равна 55 $ом^{-1}м^{-1}$

щее действие пластины будет наименьшим, если она прижата к узкой стенке ($a'\to 0$). Наибольшее возмущение может быть получено при размещении пластины в максимуме электрического поля, т. е. при $a'=\frac{a}{2}$. Фазовая скорость волны в этом случае должна быть наименьшей. Следовательно, перемещая диэлектрическую пластину внутри волновода, можно плавно изменять длину волны в нем $\lambda_в$ и регулировать электрическую длину линии (отношение геометрической длины волновода к длине волны $\lambda_в$).

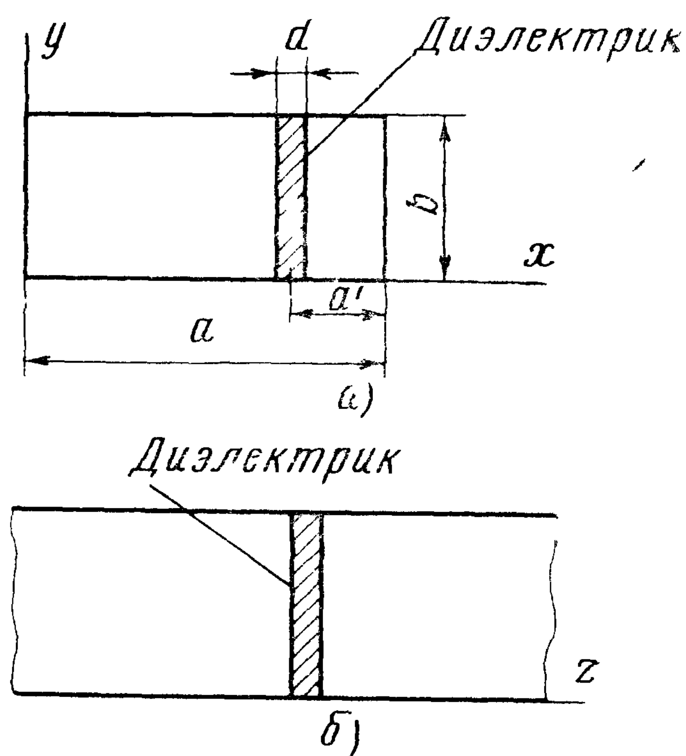


Рис. 5.10. Волновод с частичным диэлектрическим наполнением (случаи продольного и поперечного расположений диэлектрической пластины)

Описанное устройство можно назвать *фазосдвигателем* или *фазовращателем*. Кроме диэлектрического фазосдвигателя, возможны другие волноводные устройства, выполняющие те же функции (см. § 8.12). Очевидно, что электрическая длина рассмотренного диэлектрического фазосдвигателя не зависит от направления движения энергии по волноводу. Фазосдвигатель с изотропным диэлектриком подчиняется принципу взаимности (обратимости).

Подвижные диэлектрические пластины, располагаемые перпендикулярно оси волновода (рис. 5.10,*б*), используются в некоторых согласующих элементах — *трансформаторах полных сопротивлений* (см. § 7.6,г). Частичное введение диэлектрика в волновод оказывается необходимым также при конструировании электровакуумных приборов СВЧ. Диэлектрик (стекло, керамика, слюда) впаивается поперек волновода для обеспечения вакуумной плотности одного из его участков. Подобное уплотнение требуется, например, в выводе или вводе энергии генераторов и усилителей сверхвысоких частот. Иногда уплотняющий диэлектрик является частью резонансного окна. Устройство и свойства резонансных окон рассмотрены в § 6.5.

Волновод, заполненный диэлектриком с малыми потерями, можно использовать для создания электровакуумных приборов — разновидности ламп бегущей волны. Такие приборы должны работать при приблизительном равенстве фазовой скорости волны $v_ф$ и скорости электронов v_0. Однако по релятивистским принципам $v_0<c$. Использование соответствующего диэлектрика для «замедления» волны может обеспечить выполнение условия $v_ф\cong v_0$.

Передающие линии СВЧ, по которым распространяются волны с фазовой скоростью, меньшей скорости света в свободном

пространстве, принято называть *замедляющими системами*. Таким образом, волновод неизменного поперечного сечения, имеющий диэлектрическое наполнение, может рассматриваться, как частный, хотя и далеко не единственный случай замедляющих систем.

В связи с обсуждением диэлектрического наполнения волноводов следует упомянуть об интересном виде наполнения — электронно-ионной плазме, находящей применение в устройствах диапазона СВЧ. Если отвлечься от соударений электронов с молекулами газов, то при отсутствии постоянного магнитного поля плазма ведет себя, как изотропный диэлектрик с относительной диэлектрической проницаемостью, равной

$$\varepsilon = 1 - \frac{Ne^2}{m\varepsilon_0\omega^2}, \tag{5.39}$$

где N — концентрация электронов в плазме;

ω — круговая частота наложенных извне сверхвысокочастотных колебаний; e и m — заряд и масса покоящегося электрона.

Все величины, входящие в выражение (5.39), должны быть выражены в системе единиц СИ.

Плазма может быть создана внутри волновода путем зажигания разряда в газе на постоянном или на переменном токе. Концентрация электронов N зависит от величины тока, проходящего через разряд. Изменяя этот ток, можно плавно управлять величиной ε плазмы и, следовательно, изменять критическую частоту и длину волны в рассматриваемой линии. Подобные устройства могут применяться в качестве малоинерционных фазосдвигателей при не слишком высокой мощности сигнала, проходящего по волноводу.

Особый интерес представляет случай, когда в качестве среды, частично заполняющей волновод, используется магнитодиэлектрик — феррит, обладающий магнитной анизотропией. Как будет показано в гл. 8, применение ферритов привело к созданию принципиально новых устройств, не следующих принципу взаимности и играющих важную роль в современной технике СВЧ.

§ 5.6. ВЫБОР ТИПА ВОЛНЫ, ФОРМЫ И РАЗМЕРОВ СЕЧЕНИЯ ВОЛНОВОДА

К волноводу, предназначенному для практического использования в качестве передающей линии, обычно предъявляются следующие основные требования.

1. Во всем рабочем диапазоне частот передача энергии по волноводу должна осуществляться только одним типом волны.

2. Волновод должен иметь достаточно высокую электрическую прочность для передачи большой мощности от генератора к нагрузке.

3. Потери в волноводе должны быть по возможности минимальными.

4. Габариты и вес волновода должны быть минимальными, а технология изготовления возможно более простой.

Стремление работать на одном типе волны связано с тем, что существование нескольких типов волн эквивалентно включению

между генератором и нагрузкой не одной, а нескольких передающих линий (по числу распространяющихся типов волн). При этом бывает трудно создать конструкцию возбуждающих устройств и других элементов волноводного тракта, одновременно удовлетворяющую требованию высокого к. п. д. при передаче энергии каждым из типов волн. Трудности особенно возрастают при работе в широкой полосе частот.

Выбор типа волны, как правило, решается в соответствии с первым требованием. Для того чтобы обеспечить работу волновода только на одном типе волны, удобнее всего использовать низший тип, т. е. тип, критическая длина волны которого имеет наибольшую величину.

Размеры сечения волновода должны быть такими, чтобы обеспечить существование волны низшего типа, но не допустить распространения волн всех других типов. Последнему можно удовлетворить, сделав невозможным распространение типа волны, ближайшего к низшему. Если λ — рабочая длина волны (в свободном пространстве), то должны соблюдаться соотношения:

$$\lambda < (\lambda_{кр})_{\text{низшей волны}}; \tag{5.40}$$

$$\lambda > (\lambda_{кр})_{\text{ближайшей высшей волны}}. \tag{5.41}$$

Необходимо отметить, что эти же условия обеспечивают наименьшие габариты волновода.

Из соображений простоты устройства волновода речь может идти, главным образом, о применении труб круглого или прямоугольного сечения. Проведем сравнение этих двух типов волновода.

Низшей волной в круглом волноводе является волна типа H_{11}; ближайшей к ней является волна типа E_{01}. В прямоугольном волноводе низшей является волна типа H_{10}; ближайшими высшими типами волн являются H_{20} и H_{01} (в зависимости от соотношения размеров a и b).

Основным недостатком волны типа H_{11} в круглом волноводе является неустойчивость ее плоскости поляризации. Рассмотрим, что произойдет, если в однородном круглом волноводе возбуждена волна с поляризацией, показанной на рис. 5.11,*а*. Эту волну можно представить в виде суммы двух линейно поляризованных волн относительно двух произвольных взаимно перпендикулярных направлений, как изображено на рис. 5.11,*б*,*в*. В идеально симметричном волноводе обе волны имеют одинаковые постоянные распространения, т. е. являются вырожденными. Фазовые скорости волн одинаковы, поэтому реальное положение плоскости поляризации остается неизменным. Однако при небольшой эллиптичности волновода две волны, рассмотренные на рис. 5.11, *б*, *в*, имеют близкие, но не одинаковые фазовые скорости. Плоскость

поляризации суммарной волны начинает самопроизвольно поворачиваться, подчиняясь, разумеется, принципу обратимости.

Изменение плоскости поляризации возможно и при наличии других неоднородностей волновода — изгибов, разветвлений и т. п. Контролировать поворот плоскости поляризации трудно, поэтому круглый волновод сравнительно редко используется для передачи энергии на волне низшего типа H_{11}.

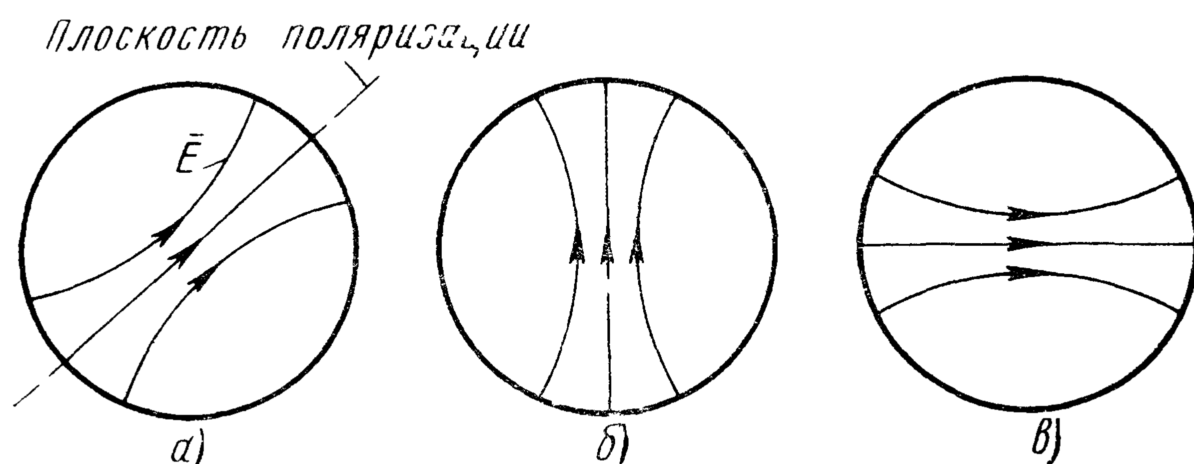


Рис. 5.11. Волна типа H_{11} в круглом волноводе и ее разложение на две вырожденные волны с взаимно перпендикулярными плоскостями поляризации

Волна типа E_{01}, не являющаяся низшей волной, находит все же некоторое техническое применение. Ценным свойством волны E_{01} является полная круговая симметрия поля. Благодаря этому волна типа E_{01} используется на коротких отрезках во вращающихся соединениях антенных устройств СВЧ. Кроме того, волна типа E_{01} применяется в линейных электронных ускорителях, где существенную роль играет продольная составляющая высокочастотного электрического поля.

Волна типа H_{10} в прямоугольном волноводе, как указывалось ранее, вырождения не имеет, если $a \neq b$. Плоскость поляризации волны H_{10} фиксирована, поскольку электрическое поле всегда остается нормальным к широкой стенке волновода. В силу этого обстоятельства предпочтение оказывается обычно не круглым, а прямоугольным волноводам, хотя изготовление круглых труб и проще, нежели изготовление прямоугольных труб. *Основной рабочей волной, используемой в подавляющем большинстве волноводных устройств, является волна типа H_{10}.*

Определим размеры сечения прямоугольного волновода, удовлетворяющие работе на «чистой» волне типа H_{10}. В соответствии с условиями (5.40) и (5.41) можно записать:

$$\lambda < (\lambda_{кр})_{H_{10}} = 2a;$$

$$\lambda > (\lambda_{кр})_{H_{20}} = a;$$

$$\lambda > (\lambda_{кр})_{H_{01}} = 2b.$$

Отсюда получаем:

$$0 < b < \frac{\lambda}{2}; \qquad (5.42)$$

$$\frac{\lambda}{2} < a < \lambda. \qquad (5.43)$$

Как показывает условие (5.42), размер b ограничен фактически лишь с одной стороны. Однако необходимо учесть, что этот размер определяет электрическую прочность волновода и потери в стенках. Поэтому размер b выбирают обычно лишь немного меньше $\frac{\lambda}{2}$, порядка $(0{,}3—0{,}4)\lambda$. Что касается размера a, то его в соответствии с условием (5.43) выбирают в большинстве случаев $(0{,}7—0{,}8)\lambda$. Отношение размеров a/b обычно выбирают равным 2.

Указанные соотношения являются ориентировочными и не исчерпывают всех требований, существующих в диапазоне сверхвысоких частот. В специальных случаях, например, при разработке ламп бегущей волны и некоторых типов газоразрядных приборов СВЧ, желательно применять прямоугольные волноводы с уменьшенной высотой (уменьшенным размером сечения b). Несмотря на снижение пробивной прочности и на увеличение затухания, здесь оказываются необходимыми «плоские» волноводы, узкий размер сечения которых составляет $(0{,}1—0{,}2)\lambda$.

Для всех освоенных диапазонов волн в настоящее время существуют стандартные размеры прямоугольных волноводов. В приложении 5 приведены некоторые стандартные размеры труб, применяемых для изготовления волноводных линий.

Обратимся к полосе частот (волн), пропускаемой прямоугольными волноводами. Наибольшая длина волны $\lambda_{макс}$, при которой может распространяться волна типа H_{10}, равна

$$\lambda_{макс} < (\lambda_{кр})_{H_{10}} = 2a. \qquad (5.44)$$

Наиболее короткая волна $\lambda_{мин}$, при которой волновод может передавать энергию только на волне типа H_{10}, определяется одним из условий:

$$\lambda_{мин} > (\lambda_{кр})_{H_{01}} = 2b; \qquad (5.45)$$

$$\lambda_{мин} > (\lambda_{кр})_{H_{20}} = a. \qquad (5.46)$$

Используя эти условия для волновода сечением 10×23 *мм*, получаем: $4{,}6 > \lambda > 2{,}3$ *см*. Соответствующий диапазон частот лежит в пределах $13\,040 > \nu > 6520$ *Мгц*, т. е. не превышает одной октавы*.

---

* По определению, заимствованному из акустики, отношение крайних частот диапазона в 1 октаву равно 2 : 1.

Рабочую полосу (диапазон) частот волновода можно выразить в процентах относительно средней частоты. В рассмотренном примере максимальный диапазон частот составляет около 66% или ±33% от средней частоты.

Практически работать вблизи волны $\lambda=(\lambda_{кр})_{H_{10}}$ не следует в силу падения пробивной прочности, а также роста потерь в волноводе (см. рис. 5.8). Точно так же нежелательно приближение к волне $\lambda=(\lambda_{кр})_{H_{20}}$, так как при этом уменьшается скорость затухания волны H_{20} в местах ее возбуждения. Следовательно, при заданных размерах прямоугольной трубы существует вполне определенная полоса частот, в пределах которой можно практически использовать данный волновод. Эта полоса имеет порядок ±20—25% от средней частоты.

В некоторых случаях рабочая полоса частот стандартного волновода оказывается недостаточной, например, при работе одного тракта на нескольких разнесенных частотах или при качании частоты в широких пределах, доходящих до октавы и более*. Рабочая полоса коаксиальной линии значительно шире, чем у волновода, так как по условию (4.65) она ограничена только со стороны верхних частот. Некоторые возможности расширения рабочей полосы прямоугольного волновода будут показаны в § 5.8, а.

Размеры прямоугольных волноводов для миллиметровых волн оказываются очень малыми. При этом максимальная передаваемая мощность падает, потери увеличиваются. Дальнейшее укорочение волны затрудняет использование волноводов. В самом деле, для работы на волне длиною 2 *мм* по условиям (5.42)—(5.43) сечение волновода должно иметь размеры $2>a>1$ *мм*, $b<1$ *мм*. Даже если принять наибольшие допустимые размеры $a=2$ *мм* и $b=1$ *мм*, то расчетная пробивная мощность при $E_{проб}=30$ *кв/см* составляет всего 10,3 *квт*. Потери в стенках такого волновода, изготовленного из меди, должны составлять не менее 3,4 *дб/м*.

Таким образом, обычные волноводы в нижней части миллиметрового диапазона и особенно в субмиллиметровом диапазоне имеют почти те же недостатки, которые присущи обычным длинным линиям в диапазонах дециметровых и сантиметровых волн. Проблема передающих линий миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов, пригодных для передачи больших мощностей и обладающих малыми потерями, полностью не решена до настоящего времени.

---

* При использовании современных ламп обратной волны и митронов диапазон электронной настройки, в пределах которого обеспечивается безынерционное качание частоты, составляет от 1 до 2 октав.

§ 5.7. МНОГОВОЛНОВЫЕ ВОЛНОВОДЫ

Многоволновыми волноводами принято называть передающие линии, поперечные размеры которых допускают на рабочей частоте распространение более чем одного типа волны. Как указывалось в § 5.6, при работе с такими волноводами встречается ряд серьезных трудностей. Однако не следует забывать, что увеличение отношения размеров поперечного сечения к длине волны позволяет в принципе значительно повысить электрическую прочность волновода и снизить потери. Так, например, в случае прямоугольного волновода с размерами сечения $a=\lambda$, $b=2\lambda$, возбужденного на волне типа H_{10}, электрическая прочность в соответствии с условием (5.9) примерно в 7 раз выше, чем у стандартного прямоугольного волновода с размерами $a=0{,}8\lambda$, $b=0{,}4\lambda$. Постоянная затухания α по соотношению (5.25) снижается при этом почти в 4 раза. Соответственно уменьшаются шумы волновода, рассматривавшиеся в § 5.4,г. Наконец, увеличение размеров a, b могло бы сыграть немаловажную роль для миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов волн, где размеры сечения обычных волноводов являются слишком миниатюрными. Поэтому за последние годы значительно повысился интерес к многоволновым волноводам.

Обычно при разработке многоволнового волноводного тракта стараются обеспечить подавление всех типов волн, кроме одного, выбранного в качестве рабочего типа. Рабочим типом, как и в случае стандартных «одноволновых» волноводов, в прямоугольном волноводе часто выбирается низшая волна H_{10}, но известно применение волн типа H_{01}, H_{20} и др. Мощность паразитных (нерабочих) типов волн, возбуждаемых в отдельных участках волноводного тракта, должна быть по крайней мере на 15—20 *дб* ниже уровня рабочей волны.

С этой целью оказывается необходимым использование специальных волноводных фильтров и подавителей. Большую роль играет создание конструкций волноводного тракта, которые, учитывая особенности структуры поля рабочего типа волны, не вызывают преобразования энергии последней в энергию паразитных типов волн.

В качестве примера можно привести прямоугольный волновод с размерами сечения $1{,}5\lambda\times2{,}5\lambda$, который в диапазоне частот 8—10 *Ггц* обеспечивает работу без компрессирования при импульсной мощности до 5 *Мвт* (см. § 5.3). Средняя мощность, пропускаемая по этому волноводу без водяного охлаждения стенок, может достигать 100 *квт*.

Наибольшие успехи в разработке и применении многоволновых волноводов достигнуты с использованием волны типа H_{01} в круглом волноводе. Как указывалось в § 4.3 и 5.4, в, эта волна обладает аномально низким затуханием, неограниченно уменьшающимся с увеличением отношения $\frac{R}{\lambda}$, причем при радиусе волновода $R\approx(3—4)\lambda$ потери должны быть на несколько порядков ниже, чем у обычных волноводов. Однако одновременно с волной типа H_{01} по подобному волноводу могут распространяться более сотни других типов волн, которые следует рассматривать как паразитные. Эти волны могут возбуждаться на неизбежно присутствующих неоднородностях, в том числе даже на плавных изгибах волновода. В результате этого часть энергии волны H_{01} может переходить в энергию других типов волн, имеющих значительно больший коэффициент затухания.

«Перекачка» энергии происходит особенно интенсивно при близости фазовых скоростей рабочей и паразитной волн. С этой точки зрения весьма нежелательной является волна типа E_{11}, имеющая в случае идеального круглого волновода такую же критическую длину волны, как H_{01}.

Для уменьшения потерь на преобразование типов волн можно использовать тонкую диэлектрическую пленку, наносимую на внутреннюю поверхность волновода. В результате этого фазовые скорости волн H_{01} и E_{11} становятся различными, благодаря чему уменьшается общее затухание

при работе на волне типа H_{01}. Другим путем является использование круглого волновода, стенки которого собраны из изолированных металлических колец или из спирали, намотанной виток к витку из изолированного провода. Изоляция между кольцами или витками резко нарушает продольные токи всех типов волн, кроме волны H_{01}, имеющей только круговые токи (таким же свойством обладают все волны типа H_{0i}). Создание описанным путем анизотропной проводимости стенок волновода приводит к самофильтрации паразитных типов волн и облегчает работу на «чистой» волне типа H_{01}.

Применение круглых волноводов, возбужденных на волне типа H_{01}, особенно привлекательно в миллиметровом диапазоне волн на частотах 50—100 *Ггц*. До сих пор основные усилия направлялись на создание волноводных линий дальней широкополосной связи. Потери, достигнутые на практике, не превышают 1—2 *дб/км*, что в основном удовлетворяет системам связи. Представляет интерес использование волны типа H_{01} в круглом волноводе непосредственно в радиоэлектронной аппаратуре СВЧ диапазона, так как, помимо малых потерь, применение волны типа H_{01} может дать ряд других преимуществ. Так, ввиду отсутствия продольных токов в стенках волновода при волне типа H_{01} не требуется применение специальных дросселирующих устройств при сочленении отдельных секций волновода и при разработке короткозамыкающих поршней (ср. § 8.1 и 8.2).

Приведенными примерами далеко не исчерпывается проблема многоволновых волноводов. Родственные вопросы приходится решать, в частности, при измерении мощности гармоник и побочных излучений, присутствующих в спектре электронных генераторов и усилителей СВЧ. В самом деле, колебания, частота которых значительно превышает рабочую частоту, могут приводить к возбуждению высших типов волн даже в обычных «одноволновых» волноводных трактах, построенных на базе рассмотренных стандартных волноводов.

§ 5.8. ПРОЧИЕ ТИПЫ ПЕРЕДАЮЩИХ ЛИНИЙ СВЧ

Помимо коаксиальных линий и волноводов прямоугольного и круглого сечения, в технике СВЧ иногда используются другие типы специальных линий. Коротко рассмотрим устройство и основные свойства нескольких типов таких линий.

а. П- и Н-образные волноводы

Устройство П- и Н-образных ребристых волноводов показано на рис. 5.12. Эти волноводы отличаются от обычных волноводов прямоугольного сечения присутствием одного или двух продольных металлических выступов, расположенных в центре широкой стенки трубы.

Основными преимуществами подобных волноводов являются:

1) более широкая, чем у прямоугольного волновода, полоса частот, в пределах которой волновод может работать в режиме одного типа волны;

2) уменьшенные габариты в сравнении со стандартным прямоугольным волноводом, рассчитанным на ту же среднюю частоту.

Указанные свойства можно пояснить качественно следующими соображениями. Рабочая полоса частот обычного прямоугольного волновода при $b < \frac{a}{2}$ ограничена возникновением ближайшей высшей волны типа H_{20}. Если в центре прямоугольного волновода, возбужденного на волне H_{20}, разместить одну или две металлических пластины (ребра), как показано на рис. 5.13, то они не могут существенно возмутить электромагнитное поле. Следовательно, ребра мало влияют на критическую длину волны H_{20}. С другой стороны, для волны типа H_{10} такие пластины оказываются в пучности электрического поля и должны сильно возмущать его. Отсюда нужно сделать вывод, что величина $\lambda_{кр}$ для волны типа H_{10} существенно изменяется при внесении пластин.

Как было показано в § 2.8, критическая длина волны с физической точки зрения определяется резонансом волн, распространяющихся поперек волновода, при отсутствии вариации поля вдоль оси линии. Обращаясь снова к рис. 5.13, можно заметить, что ребра создают в центре волновода при волне типа H_{10} подобие сосредоточенной емкости. Эта емкость включена параллельно воображаемым «шлейфам», образующим стенки прямоугольного волновода (см. рис. 1.1). Резонансная длина волны колебательного контура, образованного указанной емкостью и «шлейфами», увеличивается* Поэтому при внесении выступов в прямоугольный волновод критическая длина волны типа H_{10} должна увеличиться при неизменной критической волне типа H_{20}. Рабочая полоса частот, соответствующая работе на видоизмененном типе волны H_{10}, может быть тем самым значительно увеличена. При заданной частоте сигнала размер a Н- или П-образного волновода может быть значительно уменьшен по сравнению с обычными прямоугольными волноводами.

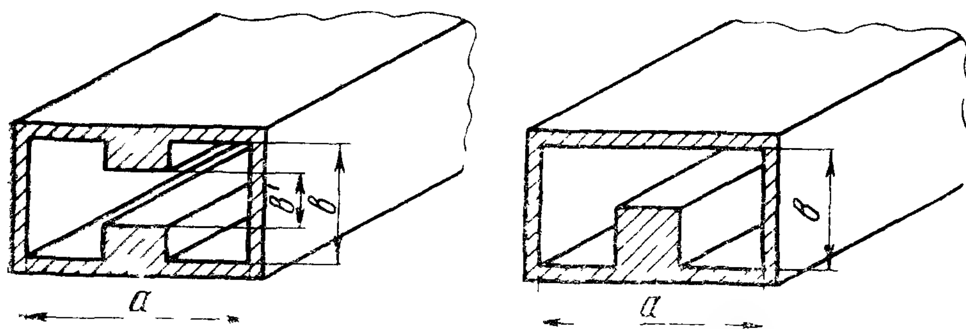


Рис 5.12 Ребристые волноводы Н- и П-образного сечений

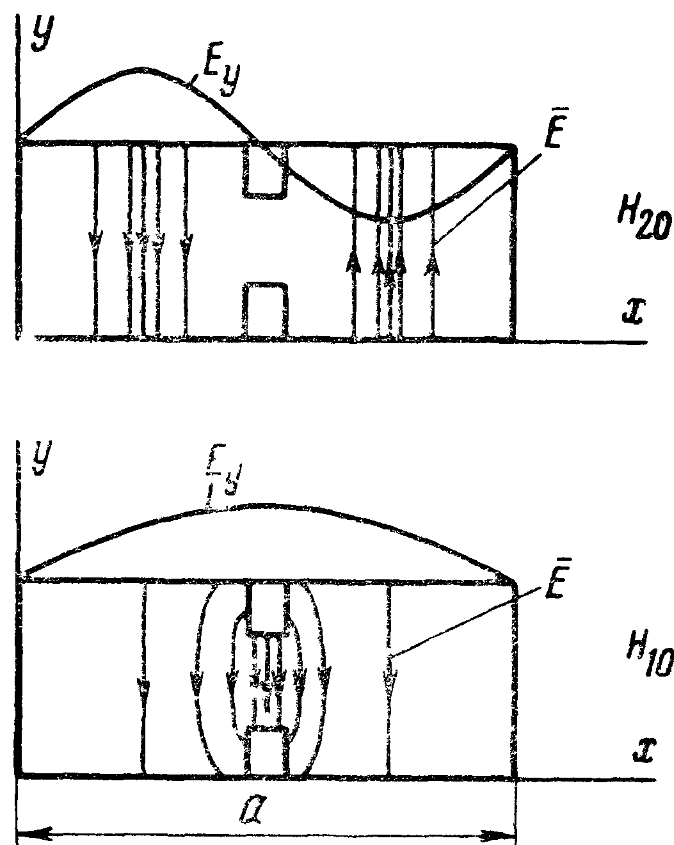


Рис. 5.13. Влияние металлических пластин на электрическое поле волн типов H_{20} и H_{10} в прямоугольном волноводе

Расширение полосы частот и уменьшение габаритов волноводов достигаются ценой снижения пробивной мощности и увеличения затухания. Это не дает возможности очень широко применять Н- и П-образные волноводы. Тем не менее, они могут оказаться полезными, например, в случае, когда по одной и той же линии требуется передавать умеренную мощность в 3- и в 6-сантиметровом диапазонах волн.

---

* Это явление рассматривается с несколько иной точки зрения в § 10.2,в, посвященном полым резонаторам с так называемой укорачивающей емкостью.

Волноводы H-образного сечения также нашли применение в выводах энергии магнетронов, где они используются в качестве трансформирующих отрезков линий — четвертьволновых трансформаторов (см. § 7.6,*а*). Здесь немаловажное значение имеют геометрические размеры волновода, в особенности малые размеры *a* и *b′*. Снижение пробивной прочности не играет в данном случае существенной роли, так как секция H-образного волновода располагается внутри вакуумной оболочки магнетрона.

б. Полосковые (ленточные) линии

Полосковые передающие линии представляют собою дальнейшее развитие принципов двухпроводной и коаксиальной линий. Заменим у коаксиальной линии наружный круглый проводник прямоугольным и будем увеличивать размер *a* при круглом или прямоугольном внутреннем проводнике (рис. 5.14, *а*, *б*). Удаляя

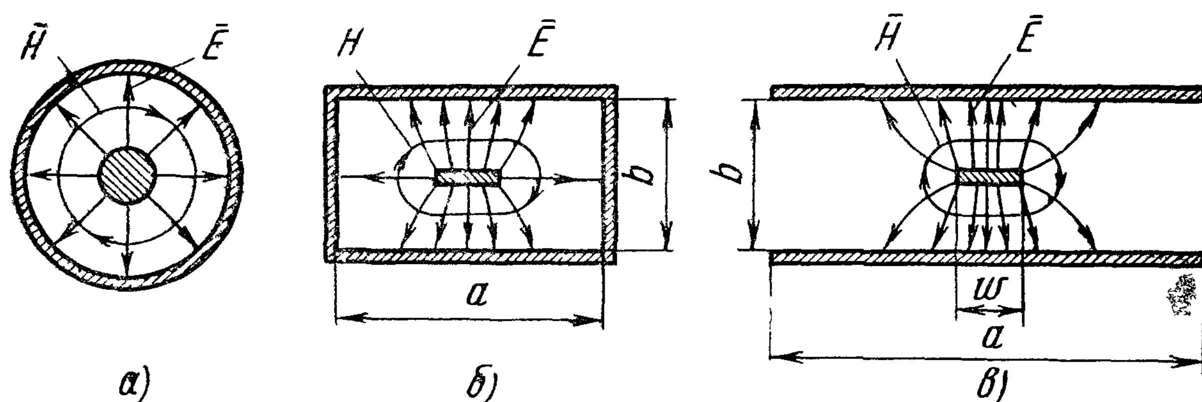


Рис. 5.14. Переход от коаксиальной линии с волной типа ТЕМ к симметричной полосковой линии

в пределе боковые узкие стенки, можно прийти к конструктивному варианту симметричной полосковой линии, изображенному на рис. 5.14, *в*. Эта линия образована двумя металлическими лентами, между которыми проходит третья, более узкая металлическая полоса или круглый стержень. В симметричной полосковой линии может быть возбуждена волна типа ТЕМ (при частичном заполнении диэлектриком — волна квази-ТЕМ) со структурой поля, указанной на том же рисунке.

Если размер *b* сечения линии меньше половины длины волны, то поле может лишь провисать в поперечном направлении, спадая в обе стороны по экспоненте. Боковые участки линии подобны прямоугольному волноводу, возбуждаемому на частоте ниже критической. Заметного излучения высокочастотной энергии из линии не происходит, если ширина *a* лент не менее чем в 5 раз превышает расстояние *b* между пластинами.

Полосковые линии иногда выполняются в виде тонких металлических слоев (фольги), нанесенных на листы диэлектрика (рис. 5.15). При изготовлении таких линий может быть использован метод печатных схем, что особенно ценно при массовом производстве аппаратуры СВЧ. Простота, компактность, малый вес и дешевизна — основные достоинства полосковых линий.

Рабочая полоса частот полосковых линий значительно больше, чем у стандартных прямоугольных волноводов. Повышение частоты, как

и в случае коаксиальной линии, ограничено возбуждением высших типов волн. Критические длины волн ближайших типов TE и TM полосковой линии могут быть вычислены из соотношений

$$(\lambda_{кр})_{TM} = 2b\sqrt{\varepsilon};\ (\lambda_{кр})_{TE} \cong L_{ср}\sqrt{\varepsilon} = \left(2w + \frac{\pi b}{2}\right)\sqrt{\varepsilon}. \qquad (5.47)$$

Здесь $L_{ср}$ — средний периметр сечения симметричной полосковой линии, совпадающий с силовой линией магнитного поля, изображенной на рис. 5.14, *в*. Предполагается, что пространство между проводниками заполнено однородным изотропным диэлектриком с относительной диэлектрической проницаемостью ε.

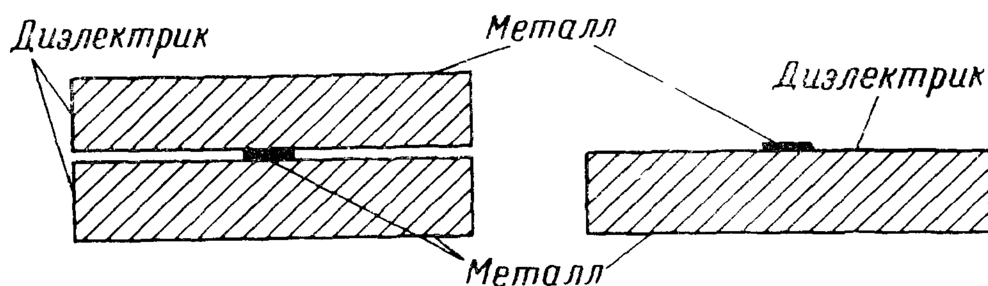


Рис. 5.15. Поперечное сечение симметричной и несимметричной полосковых линий с диэлектрическим наполнением

С учетом соотношения (5.47) ширина ленты w должна быть меньше $\frac{\lambda}{2}$.

Расчеты показывают, что пробивная мощность полосковых линий с воздушным наполнением примерно в 4 раза меньше, а потери несколько выше, чем у обычного прямоугольного волновода, имеющего ту же верхнюю границу рабочих частот. В отношении пробивной прочности полосковые линии близки к коаксиальным, но выгодно отличаются от них простотой конструкции.

Полосковые линии находят применение в высокочастотных трактах некоторых типов СВЧ приемников, работающих в диапазоне примерно от 500 *Мгц* до 10 *Ггц*. Эти линии целесообразно применять и в устройствах, где не требуется передача весьма больших мощностей, но где решающую роль играют габариты и вес [30].

Конструкция, близкая к симметричной полосковой линии, нашла широкое применение в коаксиальных измерительных линиях с передвижным зондом (см. § 7.2 и 8.7). С помощью полосковых линий особенно удачно решается задача конструирования компактных сложных узлов СВЧ трактов — фильтров, ответвителей и др. Однако непосредственного применения при конструировании электровакуумных приборов СВЧ полосковые линии пока почти не нашли.

в. Диэлектрические волноводы

Канализация электромагнитных волн может осуществляться не только с помощью передающих линий, образованных металлическими проводниками, но и с помощью диэлектрических пластин или стержней, не ограниченных металлическими поверхностями. Примером такой линии является круглый диэлектрический волновод, представляющий сплошной диэлектрический цилиндр. С физической точки зрения распространение волн по диэлектрическому волноводу обусловлено полным внутренним отражением, происходящим при наклонном падении волны на поверхность раздела двух диэлектриков со стороны среды, имеющей более высокую диэлектрическую проницаемость. Наглядным пояснением здесь могут служить парциальные волны, рассмотренные в § 2.8.

Анализ показывает, что волны, распространяющиеся по диэлектрическому волноводу, в общем случае являются гибридными, т. е. имеют все шесть составляющих электрического и магнитного полей. Среди бесчисленного

множества типов волн, могущих существовать в диэлектрическом волноводе, наибольший интерес представляет так называемая дипольная волна типа HE_{11}, структура поля которой изображена на рис. 5.16. Этот тип имеет бесконечно большую критическую длину волны, т. е. может в принципе существовать на любых частотах. Напряженность поля спадает приблизительно по экспоненциальному закону в радиальном направлении при удалении от поверхности диэлектрика. Часть энергии передается внутри диэлектрика, а остальная — движется за пределами диэлектрического цилиндра. Излучения энергии при этом не происходит: поле как бы «прижимается» к диэлектрическому стержню. Это прижимание тем значительнее, чем больше отношение диаметра стержня d к длине волны в свободном пространстве и чем выше диэлектрическая проницаемость материала, из которого изготовлен стержень.

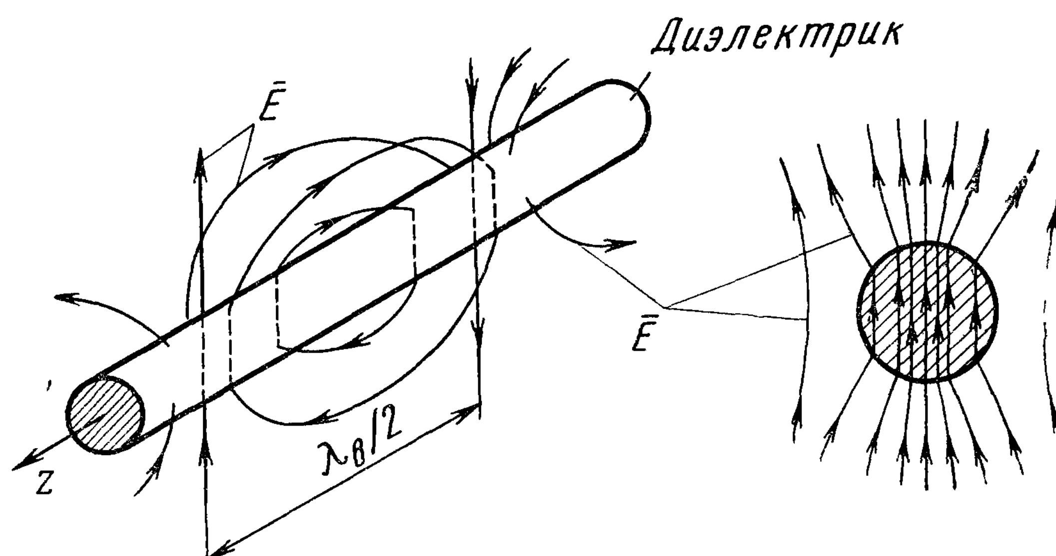


Рис. 5.16. Структура поля в диэлектрическом волноводе при гибридной волне типа HE_{11}

Волны, обладающие подобными свойствами, принято называть *поверхностными*. Как будет показано в гл. 11 при рассмотрении замедляющих систем, фазовая скорость поверхностных волн всегда несколько ниже (а не выше, как в обычных волноводах) скорости света в свободном пространстве.

Затухание волн в диэлектрическом волноводе зависит от тангенса угла потерь используемого диэлектрика и убывает с уменьшением отношения $\frac{d}{\lambda}$, так как при этом все меньшая часть энергии волны переносится внутри диэлектрика.

Диэлектрический волновод особенно важен для нижней части миллиметрового и для субмиллиметрового диапазонов волн, где полые металлические волноводы обладают значительным коэффициентом затухания и имеют весьма малые размеры сечения. Для работы на одной волне типа HE_{11} диаметр d диэлектрического стержня должен быть достаточно малым, чтобы не допустить существования ближайшего высшего типа волны. Анализ показывает, что критическая длина волны* ближайшего высшего типа составляет

$$\lambda_{кр} \cong 1{,}3\, d\, \sqrt{\varepsilon_1 - \varepsilon_2},$$

* Критическая (граничная) длина волны в диэлектрических и других открытых волноводах имеет несколько иной смысл, чем в полых металлических. При $\lambda > \lambda_{кр}$ не происходит экспоненциального затухания поля в поперечном сечении волновода и энергия данного типа волны излучается в окружающее пространство.

здесь ε_1 и ε_2 — относительные диэлектрические проницаемости диэлектрика, из которого изготовлен волновод, и окружающей среды.

Таким образом, для работы на одном типе волн диаметр волновода d должен быть меньше, чем $\lambda/1{,}3\sqrt{\varepsilon_1-\varepsilon_2}$.

На субмиллиметровых волнах диэлектрический волновод должен иметь вид тонкой нити. Этот тип передающей линии прост в изготовлении, имеет сравнительно малые потери и, несмотря на некоторые трудности, имеет перспективы практического применения на волнах порядка 1 *мм* и короче.

Интересно применение диэлектрических волноводов на волнах оптического диапазона. В этом случае волновод имеет вид тончайшего волокна, изготовленного, например, из стекла, окруженного слоем другого стекла, имеющего меньшую величину ε. Возможно объединение большого числа таких волокон (до 10^6) в гибкие жгуты, служащие для передачи оптических изображений. В этой области, как и в ряде других направлений, техника СВЧ смыкается с современной оптикой (см. § 12.2).

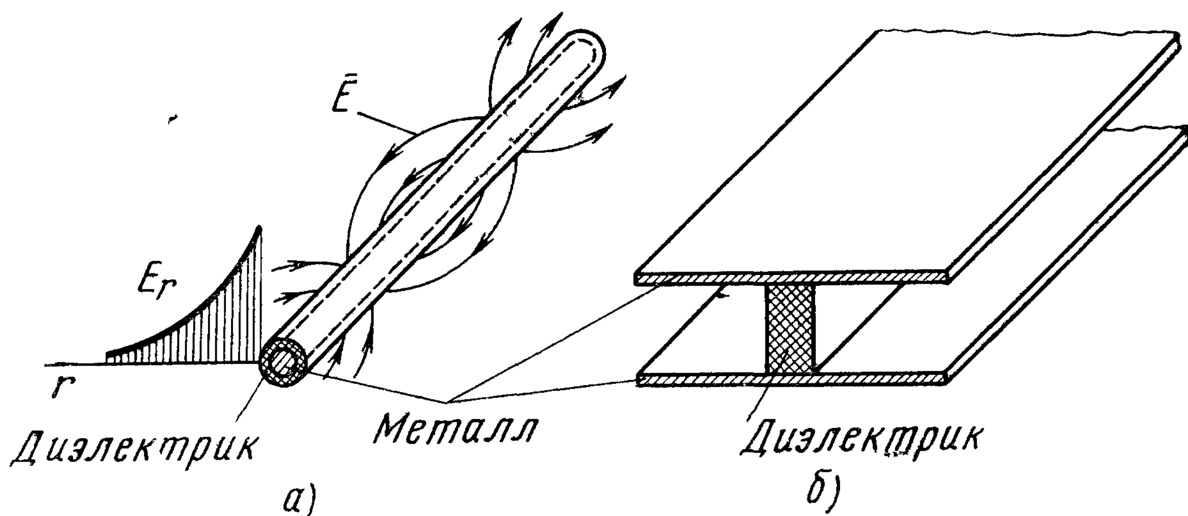


Рис. 5.17. Волноводные линии:

а — однопроводная линия с диэлектрическим покрытием, *б* — Н-образный металло-диэлектрический волновод

Некоторый интерес представляют металло-диэлектрические волноводы, находящие иногда применение в диапазоне СВЧ наряду с рассмотренными линиями. Примеры устройства двух металло-диэлектрических волноводов — одиночного металлического провода, покрытого слоем диэлектрика, и Н-образного металло-диэлектрического волновода показаны на рис. 5.17. В поперечном сечении этих линий, как и в случае диэлектрического волновода (и ленточной линии, рассмотренной в § 5.8, *б*), поле убывает по экспоненциальному или близкому к экспоненциальному закону.

г. Радиальная линия

При конструировании сверхвысокочастотной аппаратуры приходится сталкиваться с еще одной, несколько необычной линией передачи — так называемой *радиальной линией* (см. рис. 5.18, *а*). Эта линия образована двумя параллельными металлическими плоскостями, между которыми имеется однородный диэлектрик или вакуум (воздух). Распространение волн по ней происходит в радиальном направлении от места возбуждения, как показано на рис. 5.18, *а*. Пунктиром обозначен фронт волны, имеющий форму

цилиндра. Таким образом, поперечное сечение радиальной линии имеет неизменную форму, но не сохраняет постоянными размеры поперечного сечения. Поэтому радиальная линия должна быть отнесена к категории неоднородных передающих линий.

Опуская анализ бесчисленного множества типов волн, способных распространяться по радиальной линии, следует отметить низшую волну типа ТМ, у которой поле не имеет вариаций в направлении оси z и по азимуту φ. Электрическое поле этой волны направлено перпендикулярно к металлическим плоскостям. Высокочастотное магнитное поле имеет форму концентрических окружностей, как показано на рис. 5.18, *б*.

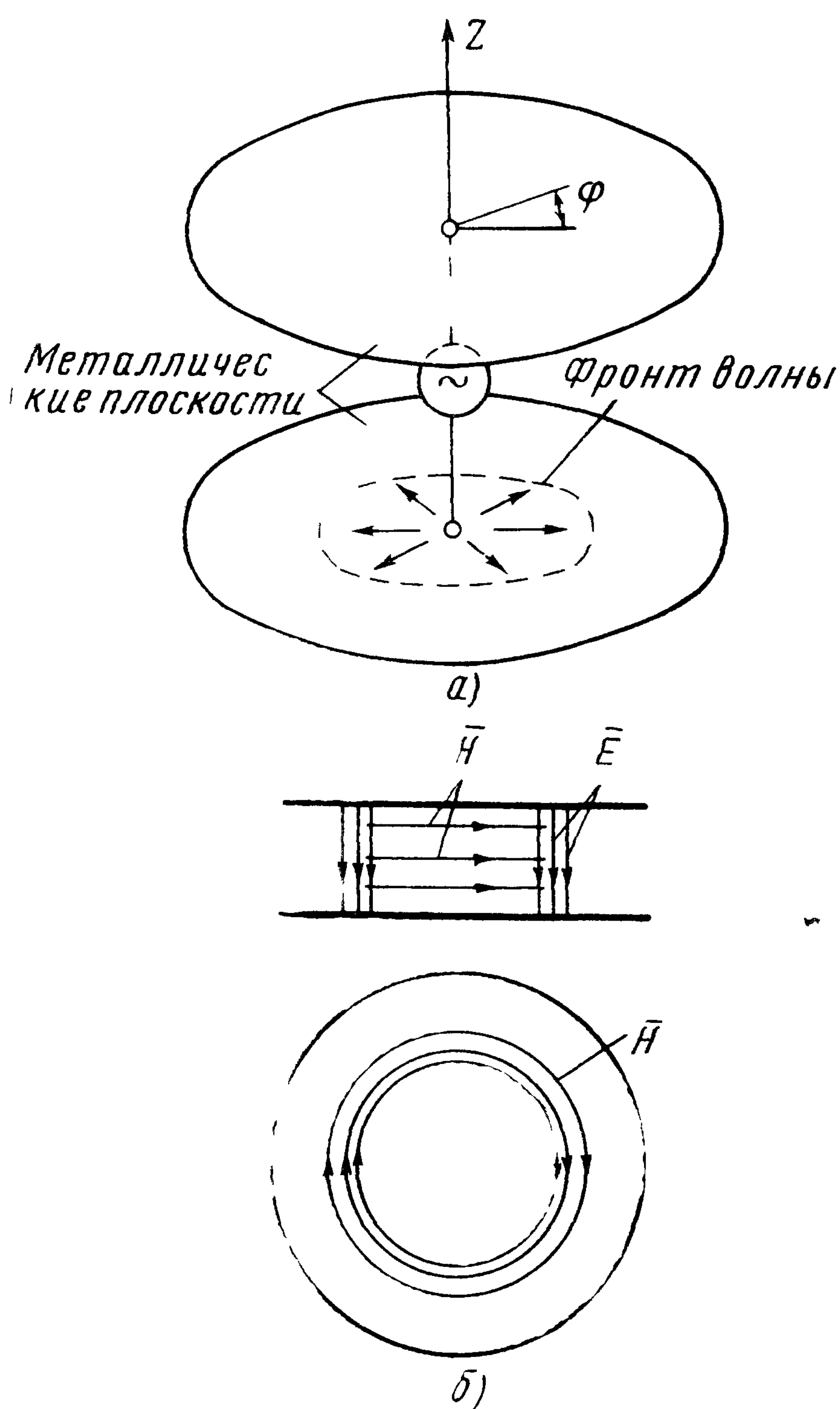


Рис. 5.18. Устройство радиальной линии и форма электрических и магнитных силовых линий при бегущей волне низшего типа

Практического применения для передачи энергии от генератора к нагрузке радиальная линия не находит. Тем не менее, радиальная линия представляет интерес, в частности, с точки зрения интерпретации цилиндрических полых резонаторов, а также некоторых дроссельных устройств, рассматриваемых в гл. 8.

§ 5.9. ВОЛНОВОД В РЕЖИМЕ ОТСЕЧКИ (ЗАПРЕДЕЛЬНЫЙ ВОЛНОВОД)

Критерием распространения волн по любому волноводу является неравенство

$$\lambda < (\lambda_{кр})\ \text{низшего типа волны}.$$

Обратимся к случаю, когда рабочая длина волны больше критической низшего типа, т. е. волны H_{10} в прямоугольном волноводе или волны H_{11} в круглом волноводе. При $\lambda > \lambda_{кр}$ наступает режим отсечки, и распространения волн не происходит, поэтому использовать запредельный волновод для целей обычной передачи энергии нельзя. Тем не менее, волновод в режиме отсечки представляет значительный интерес.

Рассмотрим постоянную распространения γ в случае запредельного волновода. По общим соотношениям имеем:

$$\gamma^2 = -k^2 + k_{\text{кр}}^2 = -\left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 \varepsilon\mu + \left(\frac{2\pi}{\lambda_{\text{кр}}}\right)^2.$$

Полагая для простоты $\varepsilon = \mu = 1$, получаем:

$$\gamma = \pm \frac{2\pi}{\lambda_{\text{кр}}} \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_{\text{кр}}}{\lambda}\right)^2}. \qquad (5.48)$$

При $\lambda > \lambda_{\text{кр}}$ подкоренное выражение становится положительной величиной, и постоянная оказывается действительной ($\gamma = \pm\alpha$). Подставляя это выражение в общие уравнения поля в волноводе, получаем:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_m e^{j\omega t - \gamma z} = \mathbf{E}_m e^{\pm \alpha z} e^{j\omega t}; \qquad (5.49)$$

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}_m e^{j\omega t - \gamma z} = \mathbf{H}_m e^{\pm \alpha z} e^{j\omega t}. \qquad (5.50)$$

Электрическое и магнитное поля в запредельном волноводе изменяются по экспоненциальному закону и пульсируют во времени без сдвига фазы по оси z. Такое же заключение было сделано в § 2.8 при рассмотрении парциальных волн в критическом режиме.

Положительному знаку в уравнениях (5.49) и (5.50) соответствуют бесконечно большие напряженности поля на бесконечном расстоянии от рассматриваемого сечения, в силу чего этим решением можно пренебречь. Таким образом, в запредельном волноводе поля изменяются по закону

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_m e^{-\alpha z} e^{j\omega t}; \ \mathbf{H} = \mathbf{H}_m e^{-\alpha z} e^{j\omega t}. \qquad (5.51)$$

Постоянная затухания

$$\alpha = \frac{2\pi}{\lambda_{\text{кр}}} \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_{\text{кр}}}{\lambda}\right)^2}. \qquad (5.52)$$

При $\lambda \gg \lambda_{\text{кр}}$ в подкоренном выражении (5.52) вторым членом в сравнении с единицей можно пренебречь:

$$\alpha \cong \frac{2\pi}{\lambda_{\text{кр}}}. \qquad (5.53)$$

Следовательно, если выбрать размеры сечения волновода достаточно малыми, чтобы при данной частоте обеспечить соотношение $\lambda \gg \lambda_{\text{кр}}$, то затухание в волноводе определяется только величиной $\lambda_{\text{кр}}$ и *не будет зависеть от частоты*. Это свойство запредельного волновода используется в ослабителях (аттенюаторах) предельного или, что то же, запредельного типа.

Принцип устройства предельного ослабителя показан на рис. 5.19. В круглую трубку, играющую роль круглого запредельного волновода, с помощью коаксиальной линии вводятся возбуждающие штырь или петля. Соответственно этому в трубке возбуждаются преимущественно волны типа E_{01} или H_{11}. Поскольку

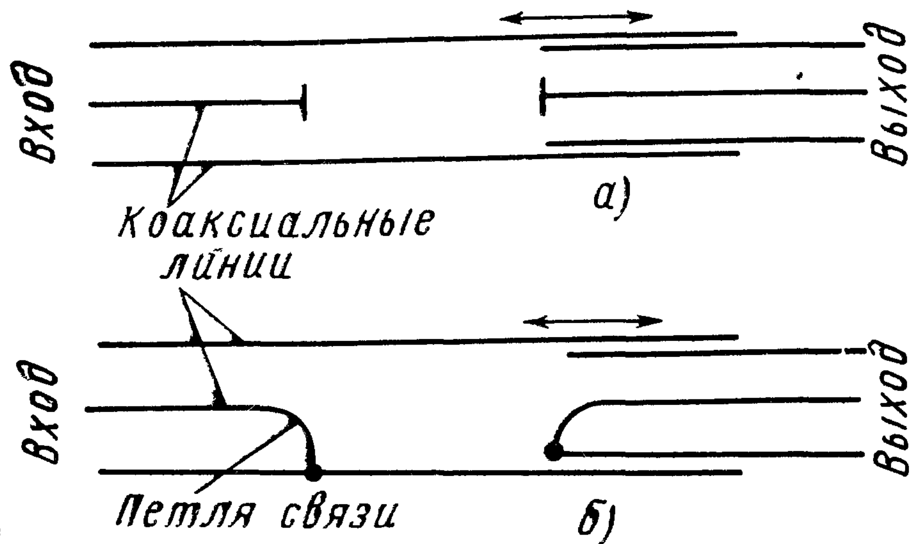


Рис. 5.19. Принцип устройства предельных ослабителей

а — ослабитель на волне типа E_{01}; *б* — ослабитель на волне типа H_{11}

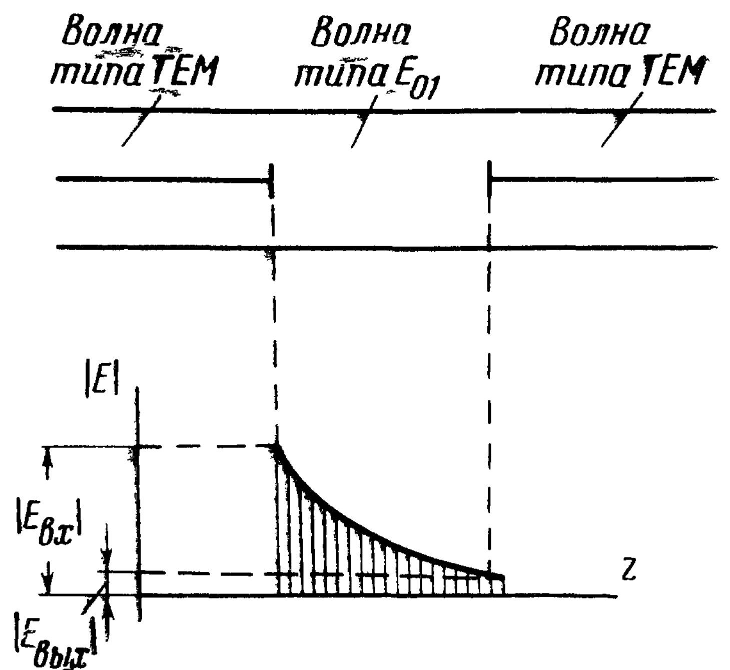


Рис. 5.20. Принцип действия предельного ослабителя

$\lambda \gg \lambda_{кр}$, что обеспечивается выбором диаметра трубки, то напряженность поля спадает по экспоненциальному закону, как показано на рис. 5.20. С другого конца запредельного волновода вводится приемная антенна (штырь или петля), подобная возбуждающей антенне.

Обозначим через l расстояние между приемным штырем и возбуждающим. Если отвлечься от других типов волн, быстро затухающих вблизи возбуждающего устройства, то сигнал, принимаемый выходным устройством, в соответствии с условием (5.51) определится соотношением

$$|E_{вых}| = |E_{вх}| \, e^{-\alpha l}. \qquad (5.54)$$

Изменяя расстояние l путем перемещения приемной антенны вдоль оси z, можно регулировать сигнал на выходе ослабителя. При этом необходимо подчеркнуть, что получаемое ослабление не связано с каким-либо поглощением энергии в ослабителе. Вся остальная энергия волны, поступающей на вход предельного ослабителя, отражается в сторону генератора.

Величина ослабления L описывается соотношением

$$L = 20 \lg \frac{|E_{вх}|}{|E_{вых}|} = 20 \lg e^{\alpha l} \cong 8{,}68 \, \alpha l \ \text{дб}. \qquad (5.55)$$

Таким образом, ослабление является линейной функцией перемещения l.

Величина α может быть вычислена по размерам сечения (в данном случае — по диаметру трубы). Если $\lambda \gg \lambda_{\text{к0}}$, то ослабление, как об этом говорилось, не зависит от частоты и является широкополосным. Ослабитель не требует градуировки по какому-либо эталону. Абсолютная градуировка и широкополосность являются большими преимуществами предельного ослабителя.

Другим преимуществом является его линейная характеристика.

В случае волны типа E_{01} в круглом запредельном волноводе ослабление рассчитывается в соответствии с выражениями (5.55), (5.53) и (4.34) по формуле

$$L \cong \frac{20{,}8}{R}\ \text{дб/ед. длины,} \tag{5.56}$$

а при возбуждении волны типа H_{11}

$$L \cong \frac{16{,}0}{R}\ \text{дб/ед. длины,} \tag{5.57}$$

где R — радиус запредельного волновода.

Процессы, происходящие в запредельном волноводе, можно наглядно пояснить с помощью уравнений поля в волноводе.

В качестве примера возьмем общие уравнения волн типа ТМ в прямоугольном волноводе (3.25) — (3.30). Учитывая в них множитель $e^{j\omega t-\gamma z}$ и подставляя вместо γ действительную величину, равную α, получаем, что поперечные электрическое и магнитное поля в запредельном волноводе сдвинуты по фазе на $\frac{\pi}{2}$ (множитель j в выражениях компонент H_x и H_y). Это подтверждает отсутствие распространяющихся волн и переноса энергии. С уменьшением частоты составляющие H_x и H_y неограниченно уменьшаются в силу наличия множителя ω, а составляющие E_x, E_y и E_z стремятся к постоянной величине. Фактически при Е-волнах в запредельном волноводе играет роль только электрическое поле. Таким же образом можно показать, что в случае Н-волн в запредельном волноводе превалирует магнитное высокочастотное поле. Волновые процессы в запредельном волноводе исчезают, остается провисающее электрическое или провисающее магнитное поле. Работа предельного ослабителя сводится к простой электрической или магнитной связи между приемным и возбуждающим устройствами.

Помимо ослабителя, запредельный волновод находит другие применения. В некоторых случаях требуется соединить волновод с вакуумной системой и откачать из него воздух, но не допускать излучения энергии через отверстие в стенке волновода. Для этого можно использовать металлическую трубку (штуцер) достаточно малого диаметра, работающую в режиме отсечки. Трубка должна быть впаяна в стенку откачиваемого волновода. Аналогично

производится соединение волновода или резонатора с компрессором для поддержания нужного давления или для обдува вакуумного прибора, являющегося частью полой системы. Запредельный волновод можно использовать для введения через него в основной волновод или в резонатор какой-либо диэлектрической ручки для механического управления. Наконец, открытый штуцер, являющийся запредельным волноводом, полезен для визуального наблюдения процессов, происходящих внутри основного волновода (например, зажигания СВЧ разряда и т. п.).

Для примера рассчитаем, какую длину металлической трубки необходимо использовать, чтобы ослабление на волне 3 *см* составляло не менее 60 *дб* (т. е. 10^6 по мощности). Прежде всего установим соотношение между величинами λ и $\lambda_{кр}$ и определим приемлемый диаметр трубки. Ориентируясь на низшую волну типа H_{11}, при которой ослабление может быть наименьшим, получаем: $\lambda > 3{,}41R$; $R < 0{,}88$ *см*. Примем радиус трубки равным 5 *мм*. По уравнению (5.52) вычисляем ослабление на единицу длины: $L \cong 26$ *дб/см*. Следовательно, уже при длине трубки l, равной 2,5 *см*, излучением из трубки можно практически пренебречь. Если же отверстие того же диаметра сделать непосредственно в тонкой стенке волновода, то излучение было бы заметным.

Запредельные волноводы используются и непосредственно в конструкциях электровакуумных приборов СВЧ. Так, в многорезонаторных клистронах, используемых для усиления СВЧ колебаний, запредельный волновод играет роль пролетной трубы («трубы дрейфа»), расположенной между резонаторами. В газоразрядных шумовых генераторах запредельный волновод служит для введения разрядной трубки внутрь основного волновода и т. д.

Глава шестая

НЕОДНОРОДНОСТИ В ВОЛНОВОДАХ. МЕТОД ЭКВИВАЛЕНТНЫХ СХЕМ

§ 6.1. КАЧЕСТВЕННЫЕ ПРЕДПОСЫЛКИ

В предыдущих разделах рассматривались только волноводы неизменного поперечного сечения, ось которых строго прямолинейна. На практике же приходится иметь дело со значительно более сложными волноводными устройствами. В этих устройствах форма волновода скачкообразно изменяется, волноводы разветвляются, изгибаются и т. д. Внутри волноводов располагаются стержни, диафрагмы и другие неоднородности. Примеры неоднородностей, часто встречающихся на практике, показаны на рис. 6.1.

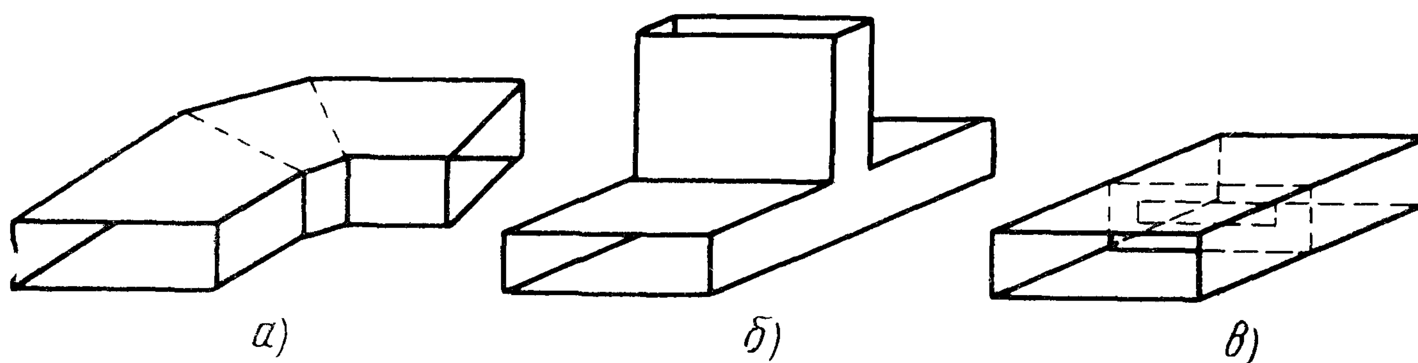


Рис. 6.1. Примеры неоднородностей в прямоугольном волноводе

а — излом волновода, *б* — разветвление волновода (волноводный тройник), *в* — диафрагма или окно

Анализ неоднородностей значительно сложнее, нежели анализ обычного волновода. Принципиально можно, как и в рассмотренных задачах, попытаться решить строгую задачу методами теории поля, наложив соответствующие граничные условия. Однако при этом возникают дополнительные затруднения. Сложным граничным условиям нельзя удовлетворить, рассматривая только один тип волны. В качестве примера можно привести возбуждающий штырь в прямоугольном волноводе. Как было уже показано, поле вблизи штыря представляет сложную картину суперпозиции множества волн. Часть этих волн в общем случае может распространяться по волноводу, а все остальные затухают вблизи штыря. Даже в том случае, если распространяться по волноводу может

только волна одного типа, для решения задачи необходимо учесть все затухающие поля высших типов волн.

В математическом отношении задача о неоднородностях оказывается сложной. Довести ее до конца удается только в некоторых наиболее простых случаях. Например, достаточно указать, что до сих пор не получено строгое решение для часто встречающейся неоднородности — резонансного окна с диэлектриком в прямоугольном волноводе. Эта сложность не всегда оправдана с практической точки зрения. Дело в том, что основной интерес представляет не структура поля в возмущенной области, а свойства неоднородности по отношению к дальней зоне, где затухающими высшими типами волн можно пренебречь. Строгое решение уравнений поля дает больше сведений о неоднородности, чем требуется для большинства инженерных расчетов. Сложность решаемой задачи за счет этого резко возрастает.

Имеется и другая возможность определения неоднородностей в волноводах. Однородный волновод рассматривают как линию передачи, сходную с обычной двухпроводной линией. Неоднородности в волноводах аппроксимируют сосредоточенными реактивными и активными сопротивлениями, включенными в эту линию. Вся трактовка волноводных цепей выражается в привычных и удобных понятиях теории длинных линий и цепей с сосредоточенными постоянными.

Простое механическое перенесение законов обычных цепей и длинных линий на системы с существенно распределенными постоянными, какими являются волноводы, оправдано быть не может. Нельзя искать по одним внешним признакам какие-то «индуктивности», «емкости» и «активные сопротивления» в волноводах. Говоря об эквивалентных схемах волноводных устройств, имеют в виду не проведение внешних аналогий. Речь может идти только о нахождении общих соотношений, присущих как волноводам, так и обычным длинным линиям. При этом ни в коем случае не должны забываться другие свойства волноводов, отличающие их от обычных цепей.

Глубокое внутреннее сходство между обычными длинными линиями и волноводами можно заметить при сравнении основных теоретических соотношений, характеризующих эти два класса передающих линий. В самом деле, ток $\dot{I}$ и напряжение $\dot{U}$ в двухпроводной длинной линии без потерь, обладающей погонной индуктивностью L_0 и погонной емкостью C_0, определяются телеграфными уравнениями [2]

$$d\dot{U} = -j\omega L_0 dz\dot{I}; \quad d\dot{I} = -j\omega C_0 dz\dot{U}, \tag{6.1}$$

где z — координата рассматриваемого сечения линии.

Отсюда

$$\frac{d^2\dot{U}}{dz^2} + k^2\dot{U} = 0; \quad \frac{d^2\dot{I}}{dz^2} + k^2\dot{I} = 0. \tag{6.2}$$

Через k в этом выражении обозначена величина

$$k = \omega \sqrt{L_0 C_0}. \qquad (6.3)$$

Решение уравнений (6.2) можно представить в виде

$$\dot{U} = U_1 e^{j(\omega t - kz)} + U_2 e^{j(\omega t + kz)}; \qquad (6.4)$$

$$\dot{I} = \dot{I}_1 e^{j(\omega t - kz)} + \dot{I}_2 e^{j(\omega t + kz)}. \qquad (6.5)$$

Фазовая скорость волны, распространяющейся по длинной линии, как и в § 2.3, может быть определена из условия $\omega t - kz = \text{const}$, откуда

$$v_ф = \frac{\omega}{k} = \frac{1}{\sqrt{L_0 C_0}}. \qquad (6.6)$$

Сравним выражения (6.2)—(6.6) с общими уравнениями передающих линий, полученными в гл. 2 на основе теории поля. Волновые уравнения (2.14) и (2.15) для векторов Е и Н совершенно аналогичны уравнениям (6.2) относительно напряжения $\dot{U}$ и тока $\dot{I}$ с той лишь разницей, что в (2.14) и (2.15) имеются вторые производные по всем трем координатам. Выражения (6.4) и (6.5), характеризующие падающие и отраженные* волны напряжения и тока в двухпроводной длинной линии, аналогичны уравнению типа (2.32) для любой из компонент электромагнитного поля. Уравнения фазовой скорости (2.40) и (2.48) сходны с (6.6).

Таким образом, имеется сходство между основными параметрами, используемыми в теории длинных линий и в теории поля. Напряжению $\dot{U}$ и току $\dot{I}$ соответствуют напряженности Е и Н. Распределенной емкости C_0 и распределенной индуктивности L_0 соответствуют диэлектрическая и магнитная проницаемости, равные соответственно $\varepsilon\varepsilon_0$ и $\mu\mu_0$.

Существенным обстоятельством, отличающим волновод от обычной длинной линии, является наличие многих типов волн. Однако положение значительно упрощается, если по волноводу на рабочей частоте может распространяться волна только одного типа. В этом случае рассмотрение любой неоднородности можно вести следующим образом. На неоднородность падает волна, распространяющаяся по волноводу слева направо, как показано на рис. 6.2, *а*. В любой точке, находящейся левее неоднородности на достаточном расстоянии от нее, могут существовать только две волны: падающая волна и волна того же типа, распространяющаяся

---

* В электротехнике также используются выражения «прямая» и «обратная» волны. Здесь эти названия применяться не будут во избежание смешивания понятий *отраженной* волны в обычных длинных линиях и *обратной* волны в периодических замедляющих системах (см. гл. 11).

по волноводу в противоположную сторону. Наличие этой волны можно истолковать, как результат отражения падающей волны от неоднородности. Что касается участка линии правее неоднородности, то там может распространяться только одна волна, бегущая направо. Прочими неоднородностями здесь можно не интересоваться, положив, например, что волновод в обе стороны имеет бесконечную протяженность.

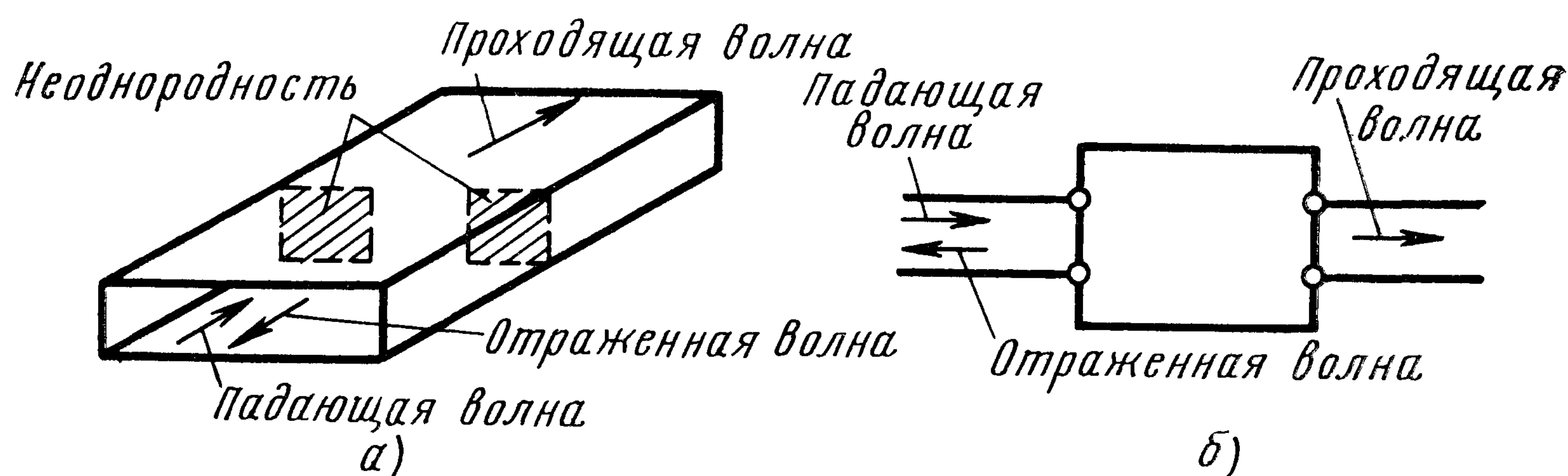


Рис. 6.2. Сравнение падающих, отраженных и проходящих волн в случае волновода с одним распространяющимся типом волны и в случае двухпроводной передающей линии

Рассмотренная картина справедлива для *дальней зоны,* где полями высших типов волн можно пренебречь. Действие неоднородности может быть, таким образом, уподоблено включению в обычную длинную линию некоторого четырехполюсника, изображенного на рис. 6.2,*б*. Этот четырехполюсник можно представить состоящим из сосредоточенных сопротивлений и рассматривать его в качестве эквивалентной схемы неоднородности.

Такой подход не может дать ответа на вопрос о структуре и интенсивности полей непосредственно в ближней зоне. Сходство между реальной неоднородностью и ее эквивалентной схемой существует только в отношении амплитуд и фаз падающих, отраженных и проходящих волн вдали от неоднородности. Тем не менее, для расчета сложного тракта, содержащего несколько неоднородностей, представление каждой неоднородности в виде цепи с сосредоточенными постоянными является весьма плодотворным. Эквивалентная схема позволяет, например, совершенно точно рассчитать прохождение энергии по волноводному тракту, если известны параметры всех неоднородностей, имеющихся в тракте.

Параметры эквивалентного четырехполюсника можно определить двумя способами: путем эксперимента и путем непосредственного решения уравнений поля. Чаще всего пользуются первым из них, как наиболее доступным. Математическое решение известно лишь для немногих простейших неоднородностей.

Основой расчета длинных линий и цепей с сосредоточенными постоянными является понятие сопротивления или проводимости. Поэтому, прежде чем перейти к рассмотрению эквивалентных схем волноводных цепей, необходимо ввести понятие характеристического сопротивления волновода.

§ 6.2. ХАРАКТЕРИСТИЧЕСКОЕ И ЭКВИВАЛЕНТНОЕ СОПРОТИВЛЕНИЯ ВОЛНОВОДА

В классической теории длинных линий характеристическое (волновое) сопротивление Z_c рассматривается как отношение напряжения и тока волны, бегущей от генератора к нагрузке в направлении оси $+z$. Используя уравнения (6.1) — (6.5), нетрудно получить соотношения, справедливые при отсутствии потерь:

$$\frac{U_1}{I_1} = Z_c = \sqrt{\frac{L_0}{C_0}}; \quad \frac{U_2}{I_2} = -\sqrt{\frac{L_0}{C_0}} = -Z_c. \tag{6.7}$$

Исходя из соображений, рассмотренных в § 6.1, можно распространить аналогию между обычными длинными линиями и волноводами также и на отношение напряжения и тока. Вместо него в качестве характеристического сопротивления в терминах теории поля следовало бы рассматривать отношение напряженностей электрического и магнитного полей.

Обратимся сначала для простоты к чисто поперечной электромагнитной волне — волне типа TEM. В соответствии с общими уравнениями (2.80) — (2.83) отношение поперечных составляющих электрического и магнитного полей является постоянной величиной:

$$\frac{E_y}{H_x} = j\frac{\gamma}{\omega\varepsilon\varepsilon_0} = -j\frac{\omega\mu\mu_0}{\gamma}; \tag{6.8}$$

$$\frac{E_x}{H_y} = -j\frac{\gamma}{\omega\varepsilon\varepsilon_0} = j\frac{\omega\mu\mu_0}{\gamma}. \tag{6.9}$$

Для незатухающих волн постоянная распространения γ должна иметь чисто мнимый характер, т. е. $\gamma = j\beta$. Поскольку для волны типа TEM $\beta = k = \omega\sqrt{\varepsilon\varepsilon_0\mu\mu_0}$, уравнения (6.8) — (6.9) приводятся к виду

$$\frac{E_x}{H_y} = \sqrt{\frac{\mu\mu_0}{\varepsilon\varepsilon_0}} = Z_{\text{TEM}}; \quad \frac{E_y}{H_x} = -\sqrt{\frac{\mu\mu_0}{\varepsilon\varepsilon_0}} = -Z_{\text{TEM}}, \tag{6.10}$$

где

$$Z_{\text{TEM}} = \sqrt{\frac{\mu\mu_0}{\varepsilon\varepsilon_0}} \cong 376{,}7\sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}}\ \text{ом}. \tag{6.11}$$

Таким образом, для волны типа ТЕМ отношение поперечных электрического и магнитного полей имеет размерность сопротивления и равно $Z_{\text{ТЕМ}}$. Это отношение принято называть *характеристическим сопротивлением* передающей линии на волне типа ТЕМ.

Здесь снова бросается в глаза параллелизм уравнений (6.10) и (6.7). В самом деле, отрицательный знак при $Z_{\text{ТЕМ}}$ в отношении $\frac{E_y}{H_x}$ соответствует движению энергии по линии в направлении $-z$. Это обстоятельство подтверждает внутреннее сходство величины $Z_{\text{ТЕМ}}$, найденной из уравнений поля, и величины Z_c, полученной с помощью теории цепей.

Переходя к характеристическому сопротивлению волн дисперсных типов, следует рассмотреть поперечные составляющие электрического и магнитного полей, обусловливающие перенос энергии вдоль оси линии. Обозначим через $Z_{\text{ТЕ}}$ и $Z_{\text{ТМ}}$ характеристические сопротивления передающей линии (волновода) соответственно при волнах типов ТЕ и ТМ. Уравнения (2.84)—(2.91) по аналогии с предыдущими рассуждениями дают:

$$Z_{\text{ТЕ}} = \left(\frac{E_x}{H_y}\right)_{\text{ТЕ}} = -\left(\frac{E_y}{H_x}\right)_{\text{ТЕ}} = j\frac{\omega\mu\mu_0}{\gamma}; \tag{6.12}$$

$$Z_{\text{ТМ}} = \left(\frac{E_x}{H_y}\right)_{\text{ТМ}} = -\left(\frac{E_y}{H_x}\right)_{\text{ТМ}} = -j\frac{\gamma}{\omega\varepsilon\varepsilon_0}. \tag{6.13}$$

В случае распространяющихся волн ($\gamma = j\beta$) с учетом выражений (2.42) и (2.55) имеем:

$$Z_{\text{ТЕ}} = \frac{Z_{\text{ТЕМ}}}{\sqrt{1 - \frac{1}{\varepsilon\mu}\left(\frac{\lambda}{\lambda_{\text{кр}}}\right)^2}}; \tag{6.14}$$

$$Z_{\text{ТМ}} = Z_{\text{ТЕМ}}\sqrt{1 - \frac{1}{\varepsilon\mu}\left(\frac{\lambda}{\lambda_{\text{кр}}}\right)^2}. \tag{6.15}$$

Графики характеристических сопротивлений $Z_{\text{ТЕ}}$, $Z_{\text{ТМ}}$, а также $Z_{\text{ТЕМ}}$ в зависимости от отношения $\frac{\lambda}{\lambda_{\text{кр}}}$ показаны на рис. 6.3 для случая вакуумного наполнения (при $\varepsilon = \mu = 1$). Характеристические сопротивления дисперсных волн сильно зависят от длины волны, в то время как сопротивление $Z_{\text{ТЕМ}}$ остается неизменным на любых частотах. Следует иметь в виду, что характеристическое сопротивление обычных линий Z_c также не является функцией частоты*.

* Строго говоря, существует некоторая зависимость сопротивлений Z_c и $Z_{\text{ТЕМ}}$ от частоты, обусловленная дисперсией наполняющего диэлектрика, т. е. зависимостью относительных проницаемостей ε, μ от частоты.

Интересно сравнить характеристические сопротивления, вычисленные для одной и той же передающей линии по двум методам — из теории цепей и из теории поля. В качестве примера рассмотрим ленточную двухпроводную линию, возбужденную на волне типа ТЕМ. Пусть расстояние между металлическими лентами равно b (см. рис. 6.4). Ширину лент обозначим через a. Краевые эффекты исключим с помощью охранных плоскостей.

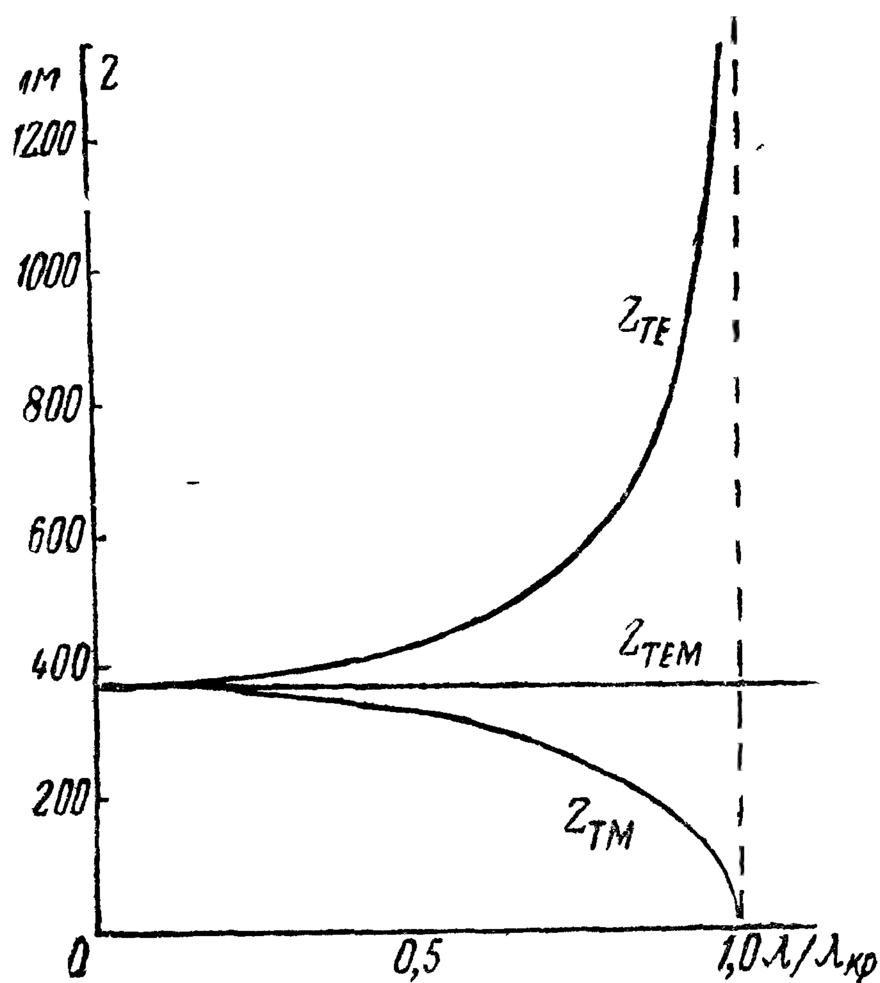


Рис. 6.3. Зависимость характеристического сопротивления передающей линии от длины волны (случай вакуумного наполнения)

Напряжение U в рассматриваемой линии можно выразить через напряженность электрического поля E_x:

$$U = bE_x.$$

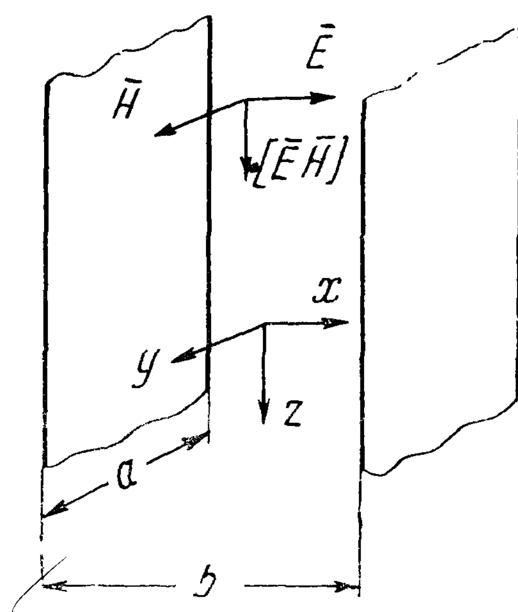


Рис. 6.4. К расчету характеристического сопротивления ленточной линии

Продольный ток в линии I равен произведению поверхностной плотности тока J на ширину ленты a. В соответствии с условием (3.66) величина J численно равна напряженности тангенциального магнитного поля, которая в данном случае постоянна по сечению линии и равна H_y. Таким образом,

$$I = aH_y.$$

Отсюда может быть вычислено характеристическое сопротивление линии Z_c, равное

$$Z_c = \frac{U}{I} = \frac{b}{a}\frac{E_x}{H_y}.$$

Входящая в это выражение величина $\frac{E_x}{H_y}$ является не чем иным, как характеристическим сопротивлением Z_{TEM}, определяемым

для той же линии из теории поля. Таким образом,

$$Z_c = \frac{b}{a} Z_{\text{TEM}}. \qquad (6.16)$$

Характеристические сопротивления Z_c и Z_{TEM} совпадают в данном случае лишь при условии $\frac{b}{a} = 1$.

В качестве второго примера можно привести коаксиальную линию, возбужденную на основной волне ТЕМ. Волновое сопротивление этой линии, как известно, определяется уравнением

$$Z_c = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\mu\mu_0}{\varepsilon\varepsilon_0}} \ln \frac{D}{d} \cong 138 \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} \lg \frac{D}{d}, \qquad (6.17)$$

где D и d — диаметры наружного и внутреннего проводников. Сравнивая последнее уравнение с (6.11), получаем:

$$Z_c = Z_{\text{TEM}} \frac{1}{2\pi} \ln \frac{D}{d}. \qquad (6.18)$$

Рассмотренные примеры показывают, что даже простейшее «полевое» характеристическое сопротивление Z_{TEM} может отличаться от характеристического (волнового) сопротивления Z_c постоянным множителем, зависящим от размеров поперечного сечения передающей линии. В случае волн типов ТЕ и ТМ дополнительным отличием является дисперсия, проявляющаяся в виде зависимости величин Z_{TE} и Z_{TM} от частоты.

Различия между сопротивлением Z_c в теории длинных линий и сопротивлениями Z_{TEM}, Z_{TE} и Z_{TM} в общей теории передающих линий ограничивают возможности автоматического перенесения законов длинных линий на волноводные системы. Однако во многих расчетах, например, при определении коэффициента отражения, требуются не абсолютные величины сопротивлений, а их отношения. Зависимость характеристического сопротивления от частоты иногда может не учитываться, если расчет ведется для фиксированной частоты или для узкого диапазона частот. Поэтому понятие характеристического сопротивления находит широкое применение в теории и инженерных расчетах передающих линий сверхвысоких частот.

Обратимся к наиболее распространенному на практике волноводу прямоугольного сечения, возбужденному на волне типа H_{10}. В соответствии с выражениями (6.14) и (3.79) получаем:

$$(Z_{\text{TE}})_{H_{10}} = \frac{Z_{\text{TEM}}}{\sqrt{1 - \frac{1}{\varepsilon\mu}\left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2}}. \qquad (6.19)$$

Отсюда следует, что характеристическое сопротивление прямоугольного волновода на волне типа H_{10} не зависит от узкого размера сечения b.

Вспомним, что при сочленении отрезков обычных длинных линий условием отсутствия отражения в месте стыка является равенство характеристических (волновых) сопротивлений этих линий. Поэтому если бы характеристическое сопротивление волновода было тождественно характеристическому сопротивлению обычных длинных линий, то в случае стыка двух волноводов разного сечения, согласно (6.19), условием отсутствия отражения было бы равенство широких размеров сечения a независимо от b. Следовательно, в случае неоднородности типа «ступеньки», изображенной на рис. 6.5,*а*, отражение волны должно было бы отсутствовать.

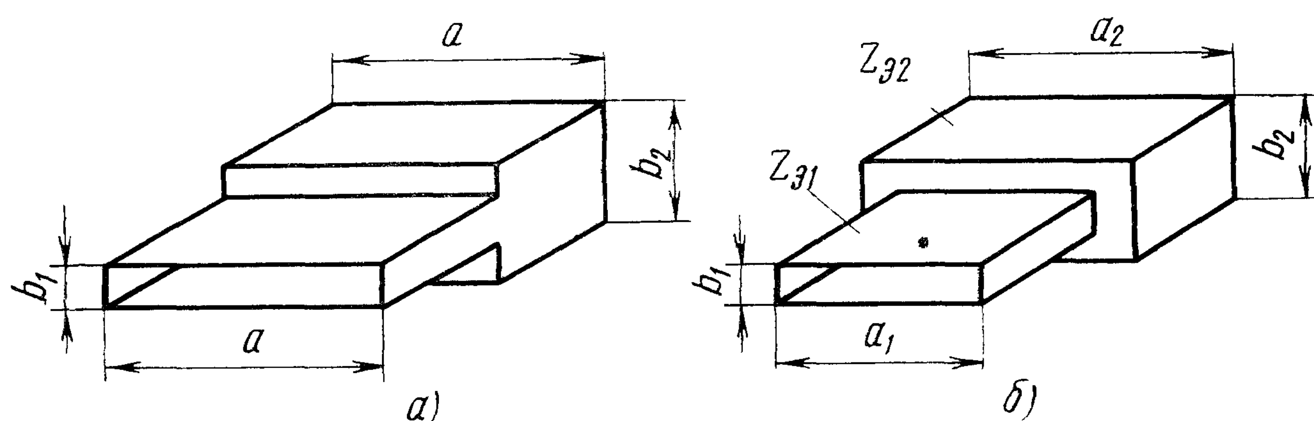


Рис. 6.5. Неоднородности типа ступеньки в прямоугольном волноводе

Опыт не подтверждает указанного вывода. Скачкообразное изменение узкого размера сечения волновода (при неизменном размере a) всегда дает значительное отражение волны. Тем самым выясняется, что равенство характеристических сопротивлений двух волноводов не обеспечивает их согласования. Отсюда не следует, однако, что характеристическое сопротивление непригодно для расчетов волноводных цепей. Полученный результат следует истолковывать, как указание на ограничения в использовании понятия «полевого» характеристического сопротивления волновода, определяемого отношением $\frac{E_x}{H_y}$.

Аналогичное положение встречается и в других типах передающих линий СВЧ. На примере коаксиальной и ленточной линий было показано, что характеристическое сопротивление, определяемое через напряжения и токи, отличается от характеристического сопротивления, определяемого через напряженности полей, постоянным множителем, зависящим от формы и размеров поперечного сечения линии. Попытаемся найти такой множитель для прямоугольного волновода, возбужденного на волне типа H_{10}. Уточненное характеристическое сопротивление должно быть эквивалентно характеристическому сопротивлению обычной длинной линии. Подобное сопротивление принято обычно называть *экви-*

валентным; оно должно учитывать изменение не только широкого размера сечения волновода a, но и узкого b.

Эквивалентное сопротивление волновода, обозначаемое через $Z_э$, может быть найдено несколькими способами.

Первый способ сводится к нахождению амплитуд тока I и напряжения U бегущей волны в волноводе, после чего эквивалентное сопротивление определяется, как и в теории длинных линий, соотношением

$$Z_э = \frac{U}{I}. \tag{6.20}$$

По второму способу можно связать амплитуду «напряжения» U бегущей волны в волноводе с передаваемой мощностью P и определить $Z_э$ по уравнению

$$Z_э = \frac{U^2}{2P}. \tag{6.21}$$

Наконец, третий очевидный способ заключается в вычислении эквивалентного сопротивления через передаваемую мощность и амплитуду тока волновода:

$$Z_э = \frac{2P}{I^2}. \tag{6.22}$$

В случае коаксиальной, двухпроводной и ленточной линий все три определения (6.20) — (6.22) приводят к одинаковому результату и дают характеристическое (волновое) сопротивление Z_c.

Понятия напряжения и тока в волноводе в общем случае лишены прямого смысла. Тем не менее, в случае простейшей волны типа H_{10} напряжение и ток могут быть вычислены по известным законам распределения поля в волноводе. Учитывая структуру волны H_{10}, можно получить напряжение, как линейный интеграл напряженности электрического поля в середине широкой стенки волновода:

$$U = b\,|E_y|_{\text{макс}}. \tag{6.23}$$

Что касается тока, то его можно найти путем суммирования продольных токов, текущих по широкой стенке волновода. Согласно результатам, полученным в § 3.6, имеем:

$$I = \int_0^a J_z\,(a)\,dx = \int_0^a |H_x|\,dx;$$

$$I = \frac{2}{\pi} a\,|H_x|_{\text{макс}}. \tag{6.24}$$

Следует учесть, что

$$Z_{\text{TE}} = \frac{E_y}{H_x} = \frac{|E_y|_{\text{макс}}}{|H_x|_{\text{макс}}}. \tag{6.25}$$

По уравнению (6.20) с учетом (6.23), (6.24), (6.25) и (6.19) эквивалентное сопротивление оказывается равным

$$Z_э = \frac{\pi}{2}\,\frac{b}{a}\,\frac{\sqrt{\frac{\mu\mu_0}{\varepsilon\varepsilon_0}}}{\sqrt{1 - \frac{1}{\varepsilon\mu}\left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2}}. \tag{6.26}$$

Используя второй способ определения $Z_э$, с помощью уравнений (6.21), (6.23) и (5.3) получаем:

$$Z_э = 2\,\frac{b}{a}\,\frac{\sqrt{\frac{\mu\mu_0}{\varepsilon\varepsilon_0}}}{\sqrt{1 - \frac{1}{\varepsilon\mu}\left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2}}. \tag{6.27}$$

По третьему способу

$$Z_э = \frac{\pi^2}{8}\,\frac{b}{a}\,\frac{\sqrt{\frac{\mu\mu_0}{\varepsilon\varepsilon_0}}}{\sqrt{1 - \frac{1}{\varepsilon\mu}\left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2}}. \tag{6.28}$$

Можно было бы поставить вопрос о другом способе определения тока и напряжения в волноводе, например, путем усреднения по квадратичному закону. Нетрудно показать, что в последнем случае эквивалентное сопротивление

$$Z_э = \frac{b}{a}\,\frac{\sqrt{\frac{\mu\mu_0}{\varepsilon\varepsilon_0}}}{\sqrt{1 - \frac{1}{\varepsilon\mu}\left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2}}. \tag{6.29}$$

Эквивалентное сопротивление прямоугольного волновода на волне типа H_{10}, определенное различными способами, имеет некоторое различие в числовом множителе. Величина этого множителя, как видно из выражений (6.26) — (6.29), составляет $\frac{\pi}{2}$; 2; $\frac{\pi^2}{8}$; 1. Неоднозначность эквивалентного сопротивления $Z_э$, в отличие от волнового Z_c, снова указывает на приближенный характер этого понятия.

Тем не менее, величина числового множителя в расчетах особой роли не играет. Следует напомнить, что согласование линий

определяется *отношением* волновых сопротивлений, в результате чего для одного и того же типа линий любой числовой множитель сокращается. В связи с этим большей частью принято записывать эквивалентное сопротивление прямоугольного волновода в виде уравнения (6.29), полагая числовой множитель равным единице. Однако при расчетах иногда используют и другие формулы, в особенности (6.27). Выбор между указанными соотношениями делают на основе опытных данных.

Вычислять эквивалентное сопротивление в омах, как правило, не следует, так как это может привести к неправильным выводам. Нельзя рассматривать волновод согласованным, если на его конце включено сосредоточенное активное сопротивление, численно равное эквивалентному сопротивлению волновода. Поэтому эквивалентное сопротивление часто записывают в относительных единицах, полагая $\sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} = 1$.

Эксперименты подтверждают, что стык двух волноводов не дает отражения при равенстве эквивалентных сопротивлений, рассчитанных по уравнению (6.29) или (6.26) — (6.28). Так, неоднородность типа «ступеньки», изображенная на рис. 6.5,*б*, является практически неотражающей, если размеры сечения сопрягаемых волноводов удовлетворяют условию $Z_{э1} = Z_{э2}$. Поэтому эквивалентное сопротивление $Z_э$ можно рекомендовать для инженерных расчетов сопряжения волноводных трактов*. Примеры применения таких расчетов см. в § 6.5 и в гл. 7.

Следует помнить, что понятие эквивалентного сопротивления было введено только применительно к волноводу прямоугольного сечения, возбужденному на волне типа H_{10}. Для других форм сечения волновода или для других типов волн аналогичное понятие обычно не используется.

Вопрос о границах применения характеристического и эквивалентного сопротивлений можно решить следующим образом. Характеристическое сопротивление Z_{TE} или Z_{TM} является более общим понятием, чем эквивалентное сопротивление. Вводить эквивалентное сопротивление в большинстве случаев нет необходимости. Исключение составляет сопряжение волноводов с разными размерами поперечного сечения. Поэтому в дальнейшем большей частью будет использоваться понятие характеристического сопротивления.

В литературе нередко употребляются термины «волновое сопротивление волновода», «сопротивление волновода» и др., обозна-

---

* Небольшое отражение все же возникает за счет полей высших типов волн, локализованных вблизи ступеньки. На эквивалентной схеме присутствие высших типов волн может быть учтено включением небольшой шунтирующей емкости. Такой же эффект наблюдается и на стыке двух коаксиальных линий.

чаемые через Z, Z_0, $Z_в$ и т. д. Часто используются обратные величины — характеристические проводимости, обозначаемые через Y_0. При этом имеется в виду характеристическое сопротивление, определяемое по уравнениям (6.14) и (6.15), или соответствующая характеристическая проводимость.

Методика расчетов длинных линий, базирующаяся на понятиях характеристического и эквивалентного сопротивлений, в настоящее время детально разработана с применением специальных круговых диаграмм, рассматриваемых в гл. 7.

§ 6.3. СОГЛАСОВАНИЕ, ХОЛОСТОЙ ХОД И КОРОТКОЕ ЗАМЫКАНИЕ ВОЛНОВОДА

Соображения, изложенные в предыдущем разделе, позволяют рассматривать волновод, возбужденный на волне одного типа, в виде эквивалентной двухпроводной линии. В качестве волнового сопротивления этой линии можно использовать характеристическое или, в специальных случаях, эквивалентное сопротивление реального волновода.

Представляет интерес вопрос, можно ли осуществить в волноводе режимы, наиболее часто встречающиеся в длинных линиях, — режимы согласования, короткого замыкания и холостого хода.

Условием короткого замыкания длинной линии является равенство нулю высокочастотного напряжения в некотором сечении линии и отсутствие поля за плоскостью короткого замыкания. В волноводе, казалось бы, достаточно ограничиться замыканием проводящим стержнем или решеткой, ориентированной по направлению силовых линий электрического поля. Однако за счет появления нераспространяющихся высших типов волн имеет место некоторая связь с участком волновода, расположенным по другую сторону решетки. Поэтому для получения надежного короткого замыкания следует поперек волновода располагать сплошную металлическую перегородку, имеющую хороший контакт с его стенками. Такая перегородка не возбуждает никаких других типов волн, если ее плоскость точно совпадает с фронтом волны, т. е. перпендикулярна оси волновода.

Короткозамыкающую пластину можно выполнить в виде передвижного поршня. В этом случае отрезок короткозамкнутого волновода уподабливается короткозамкнутому двухпроводному шлейфу, показанному на рис. 6.6. Потери в поршне могут быть сделаны пренебрежимо малыми (см. § 8.1). Перед поршнем в волноводе устанавливается стоячая волна; коэффициент отражения приближается к единице. Таким образом, режим короткого замыкания волновода весьма сходен с коротким замыканием обычной двухпроводной линии.

Иначе обстоит дело с режимом холостого хода. В случае двухпроводной или коаксиальной линии, работающей на волне типа ТЕМ, холостой ход получается при простом разрыве одного или обоих проводников линии, т. е. при бесконечном сопротивлении нагрузки. Отражение волны от открытого конца линии отличается от случая короткого замыкания лишь фазой отраженной волны. Волновод же, имеющий открытый конец, излучает значительную часть мощности падающей волны. Отражение от открытого конца волновода очень невелико.

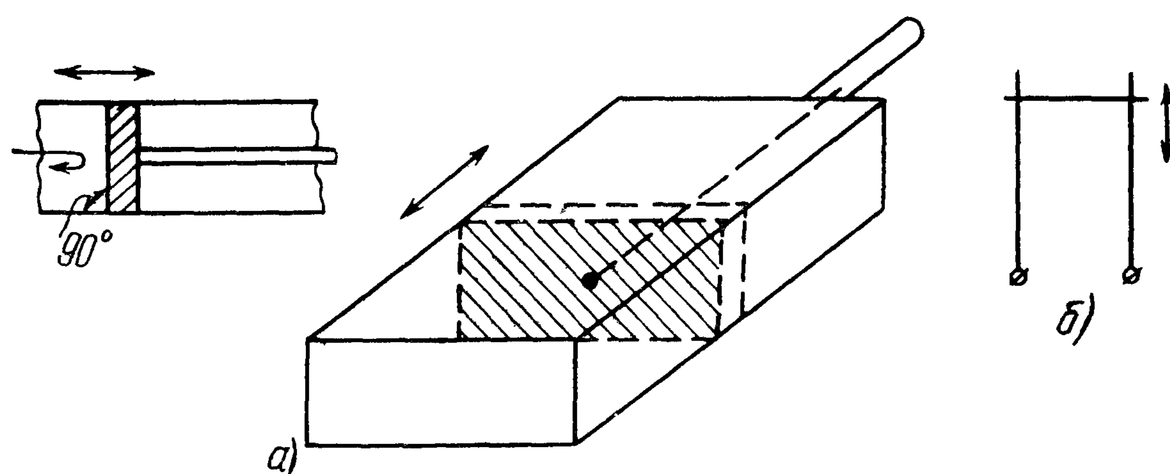


Рис. 6.6. Короткозамыкающий поршень в волноводе (*а*) и его эквивалентная схема (*б*)

Открытый конец волновода правильнее рассматривать как направленный излучатель. При постепенном расширении волновода удается даже практически полностью исключить отражение от открытого конца. Такие устройства, имеющие вид рупоров, широко применяются в антенной и измерительной технике. Следовательно, неоднородность, которую представляет собой открытый конец волновода, нельзя представить простой эквивалентной схемой в виде разомкнутого двухпроводного шлейфа. Детальное рассмотрение свойств открытого конца волновода здесь проводиться не будет.

В силу указанных причин для создания стоячих волн в волноводе необходимо пользоваться короткозамыкающим поршнем. Непосредственно создать режим холостого хода волновода нельзя. Здесь снова проявляется одно из многих отличий волноводов от обычных двухпроводных линий, обусловленное сравнимостью размеров поперечного сечения и рабочей длины волны.

Режим согласования волновода, т. е. режим чисто бегущей волны, получается при бесконечно длинном волноводе. В технике часто возникает необходимость создания компактных волноводных абсорберов — устройств, целиком поглощающих падающую волну и не дающих отраженной волны. С физической точки зрения абсорбер соответствует бесконечно длинному волноводу и является абсолютно черным телом в диапазоне сверхвысоких частот.

Естественно, что такое устройство должно содержать поглощающие элементы, в которых энергия электромагнитного поля превращается в тепловую энергию.

Конструкции абсорберов или, как их обычно называют, волноводных *согласованных нагрузок,* будут рассмотрены в гл. 8. Здесь же уместно отметить, что всякий идеальный волноводный абсорбер может быть описан простой эквивалентной схемой в виде двухпроводной линии и сосредоточенного активного сопротивления, равного характеристическому (волновому) сопротивлению линии, как показано на рис. 6.7. Такой же схемой можно описать любую идеальную передающую антенну, связанную с волноводом, поскольку она обеспечивает излучение всей энергии падающей волны. Действительно, волноводный рупор, обеспечивающий согласование волновода со свободным пространством, физически полностью эквивалентен длинной линии, работающей на согласованную нагрузку.

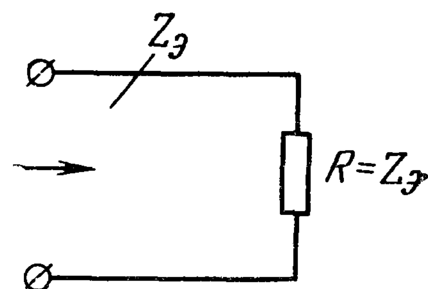


Рис. 6.7. Эквивалентная схема волноводного абсорбера (согласованной нагрузки) вне зависимости от его конструкции

§ 6.4. ДИАФРАГМЫ В ВОЛНОВОДЕ

Обратимся к неоднородностям в прямоугольном волноводе, которые имеют вид идеально проводящей перегородки, частично перекрывающей сечение волновода и расположенной перпендикулярно к его оси. Рассмотрим два простейших типа таких перегородок — диафрагмы, показанные на рис. 6.8. Положим, что толщина диафрагм d много меньше длины волны в волноводе, но много больше глубины проникновения поля в металл. По волноводу может распространяться только волна низшего типа H_{10}.

Очевидно, что в непосредственной близости к диафрагме в волноводе могут существовать поля высших типов волн, затухающие по мере удаления от неоднородности, поскольку размеры сечения волновода удовлетворяют рассмотренным условиям:

$$\lambda > a > \frac{\lambda}{2}; \quad \frac{\lambda}{2} > b > 0.$$

Рассмотрим сначала диафрагмы с качественной точки зрения, пользуясь концепцией эквивалентного сопротивления. Диафрагму будем рассматривать, как короткий отрезок волновода, размеры сечения которого отличаются от размеров основного волновода. Тогда волновод с диафрагмой можно представить в виде эквивалентной схемы, показанной на рис. 6.9, *а*. Эта схема состоит из трех участков длинных линий с эквивалентными сопротивлениями $Z_э$ и $Z_э'$. Строго говоря, поля диафрагм не могут быть полностью учтены эквивалентными сопротивлениями, поскольку это понятие

применимо к однородным волноводам при волне типа H_{10}. Поэтому отсюда нельзя получить точную формулу для расчета диафрагм, хотя качественная картина и может быть достаточно достоверной.

Эквивалентное сопротивление для основного волновода с воздушным наполнением в соответствии с уравнением (6.29) имеет вид

$$Z_э = \frac{b}{a} \frac{\sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}}}{\sqrt{1 - \frac{\lambda^2}{4a^2}}}. \tag{6.30}$$

При сужении широкого размера сечения волновода (рис. 6.8,*а*) имеем: $a' < a$; $Z'_э > Z_э$. Для диафрагмы, изображенной на рис. 6.8,*б*, $b' < b$ и $Z'_э < Z_э$

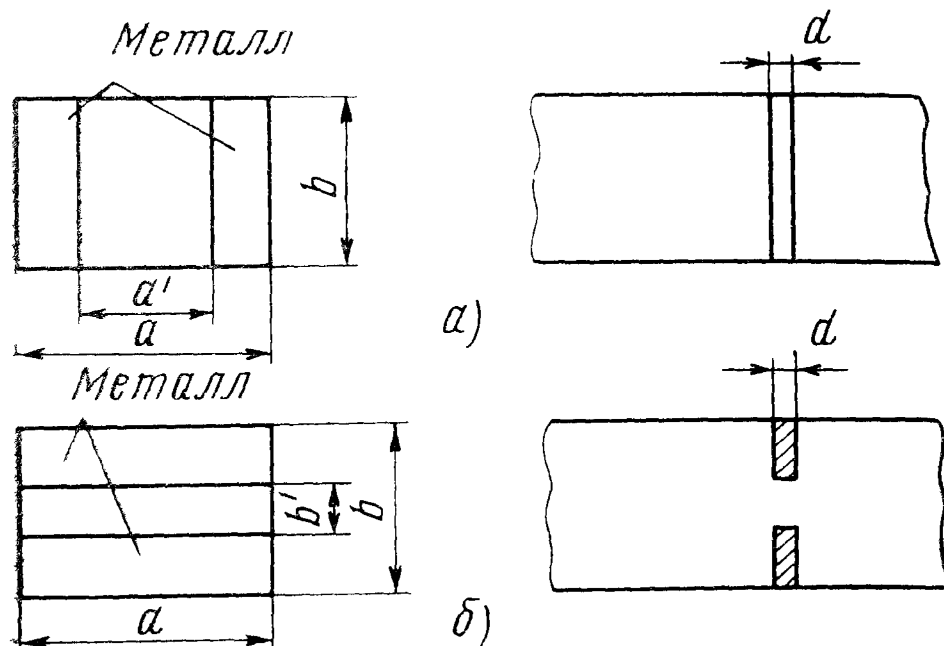


Рис. 6.8. Простейшие симметричные диафрагмы в прямоугольном волноводе

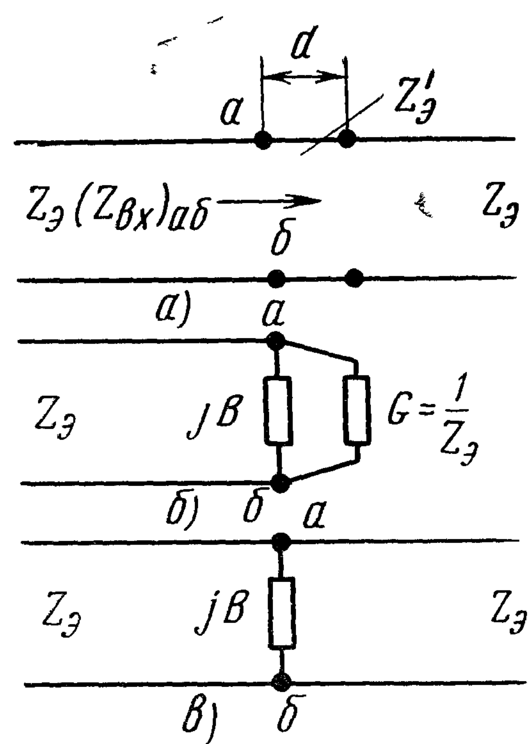


Рис. 6.9. Преобразования эквивалентной схемы тонкой диафрагмы в волноводе

Попытаемся свести полученную эквивалентную схему диафрагмы к схеме с сосредоточенными постоянными. Произведем последовательные преобразования, пользуясь методами, применяемыми в теории обычных длинных линий. Входное сопротивление в точках *аб* (рис. 6.9,*а*) по уравнению входного сопротивления линии (1.1) выражается так:

$$(Z_{вх})_{аб} = Z'_э \frac{Z_э + jZ'_э \operatorname{tg} \beta' d}{Z'_э + jZ_э \operatorname{tg} \beta' d}.$$

Через β' обозначена фазовая постоянная в линии, соответствующей диафрагме. При малой толщине диафрагмы можно

записать: $\beta' d \ll 1$; $\operatorname{tg} \beta' d \cong \beta' d$. Входная проводимость в точках *аб* оказывается приближенно равной

$$(Y_{\text{вх}})_{аб} = \frac{1}{(Z_{\text{вх}})_{аб}} \cong \frac{1}{Z'_э} \frac{Z_э Z'_э - j(Z'_э)^2 \beta' d + j Z_э^2 \beta' d + Z_э Z'_э (\beta' d)^2}{Z_э^2 + (Z'_э \beta' d)^2}.$$

Членами, содержащими $(\beta' d)^2$, можно пренебречь в силу условия $\beta' d \ll 1$. В результате имеем:

$$(Y_{\text{вх}})_{аб} \cong \frac{1}{Z_э} + j \frac{\beta' d}{Z'_э} \left[1 - \left(\frac{Z'_э}{Z_э}\right)^2\right].$$

Последнее выражение можно представить в виде

$$(Y_{\text{вх}})_{аб} \cong G + jB, \qquad (6.31)$$

где

$$G = \frac{1}{Z_э}; \qquad (6.32)$$

$$B \cong \frac{\beta' d}{Z'_э} \left[1 - \left(\frac{Z'_э}{Z_э}\right)^2\right]. \qquad (6.33)$$

Следовательно, полученную ранее эквивалентную схему можно преобразовать к виду, показанному на рис. 6.9,*б*. Здесь вместо двух отрезков линий фигурируют сосредоточенные параллельно включенные активная G и реактивная jB проводимости. Но активную проводимость $G = \frac{1}{Z_э}$ можно заменить бесконечно длинной линией с эквивалентным сопротивлением $Z_э$, как показано на рис. 6.9,*в*. Таким образом, в точках *аб* остается сосредоточенная реактивная проводимость jB, включенная в однородную длинную линию с неизменным эквивалентным сопротивлением, равным $Z_э$.

Обратимся к выражению (6.33). В случае диафрагмы, показанной на рис. 6.8,*а*, имеем: $Z'_э > Z_э$. В результате реактивная проводимость диафрагмы имеет отрицательный знак, что указывает на *индуктивный* характер проводимости. Диафрагма, показанная на рис. 6.8, *б*, имеет положительную, т. е. *емкостную* реактивную проводимость, поскольку для нее $Z'_э < Z_э$.

Проведенное рассуждение позволяет заключить, что эквивалентными схемами рассматриваемых диафрагм являются шунтирующая индуктивность и шунтирующая емкость, включенные в однородную длинную линию (рис. 6.10). В связи с этим диафрагмы, показанные на рис. 6.8, называются соответственно *индуктивными* и *емкостными* диафрагмами. Чем меньше размеры a'

и b' у диафрагм, тем больше величина их реактивной проводимости и тем сильнее отражение волны от диафрагмы.

С физической точки зрения полученные результаты представляются естественными. Чисто реактивный характер проводимости диафрагм следует из отсутствия активных потерь в диафрагме и в стенках волновода. Можно объяснить и полученные знаки реактивной проводимости диафрагм. В самом деле, индуктивная диафрагма влияет в основном на высокочастотное магнитное поле при волне типа H_{10}. Наоборот, емкостная диафрагма вызывает концентрацию электрического высокочастотного поля волны H_{10}, что в обычной линии равноценно действию емкости.

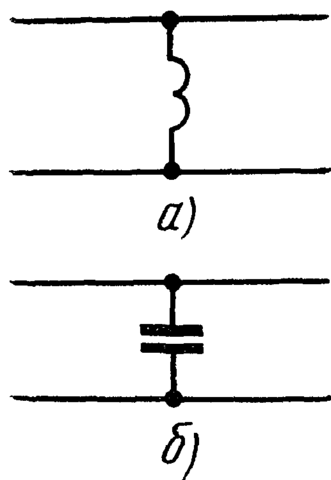


Рис 6 10 Эквивалентные схемы тонких металлических диафрагм, изображенных на рис. 6.8

Выражать реактивную проводимость диафрагм B в абсолютных единицах ($1/ом$) нецелесообразно. Обычно ее указывают в относительных единицах в виде отношения реактивной проводимости диафрагмы к характеристической проводимости волновода Y_0. Применение относительных единиц при рассмотрении полных проводимостей и полных сопротивлений будет пояснено в гл. 7.

Пользоваться уравнением (6.33) для вычисления величины реактивной проводимости диафрагм нельзя в силу сугубо приближенного характера расчета. Теория, учитывающая высшие типы волн, приводит к следующему более точному уравнению для расчета реактивной проводимости тонкой симметричной индуктивной диафрагмы:

$$B = -\frac{\lambda_в}{a}\,\mathrm{ctg}^2\left(\frac{\pi}{2}\,\frac{a'}{a}\right) \text{ отн. ед.} \qquad (6.34)$$

В случае тонкой симметричной емкостной диафрагмы можно пользоваться уравнением

$$B = \frac{4b}{\lambda_в}\,\ln\,\csc\left(\frac{\pi}{2}\,\frac{b'}{b}\right) \text{ отн. ед.} \qquad (6.35)$$

Для удобства практического применения результаты расчета тонких симметричных диафрагм приведены в виде графиков на рис. 6.11 и 6.12.

Более сложными являются эквивалентные схемы и расчет диафрагм конечной толщины d. Однако в первом приближении и в этом случае можно исходить из расчета бесконечно тонких диафрагм, если вместо размеров a' и b' в уравнениях (6.34) и (6.35) подставить соответственно $(a'—d)$ и $(b'—d)$.

Одно из назначений диафрагм — трансформаторы полных сопротивлений (полных проводимостей) в волноводных линиях СВЧ. Такое применение индуктивных и емкостных диафрагм рассматривается в гл. 7, посвященной вопросам согласования

передающих линий. Кроме того, диафрагмы разных типов нашли применение при построении волноводных фильтров и некоторых типов замедляющих систем (см. гл. 11). Реактивные диафрагмы

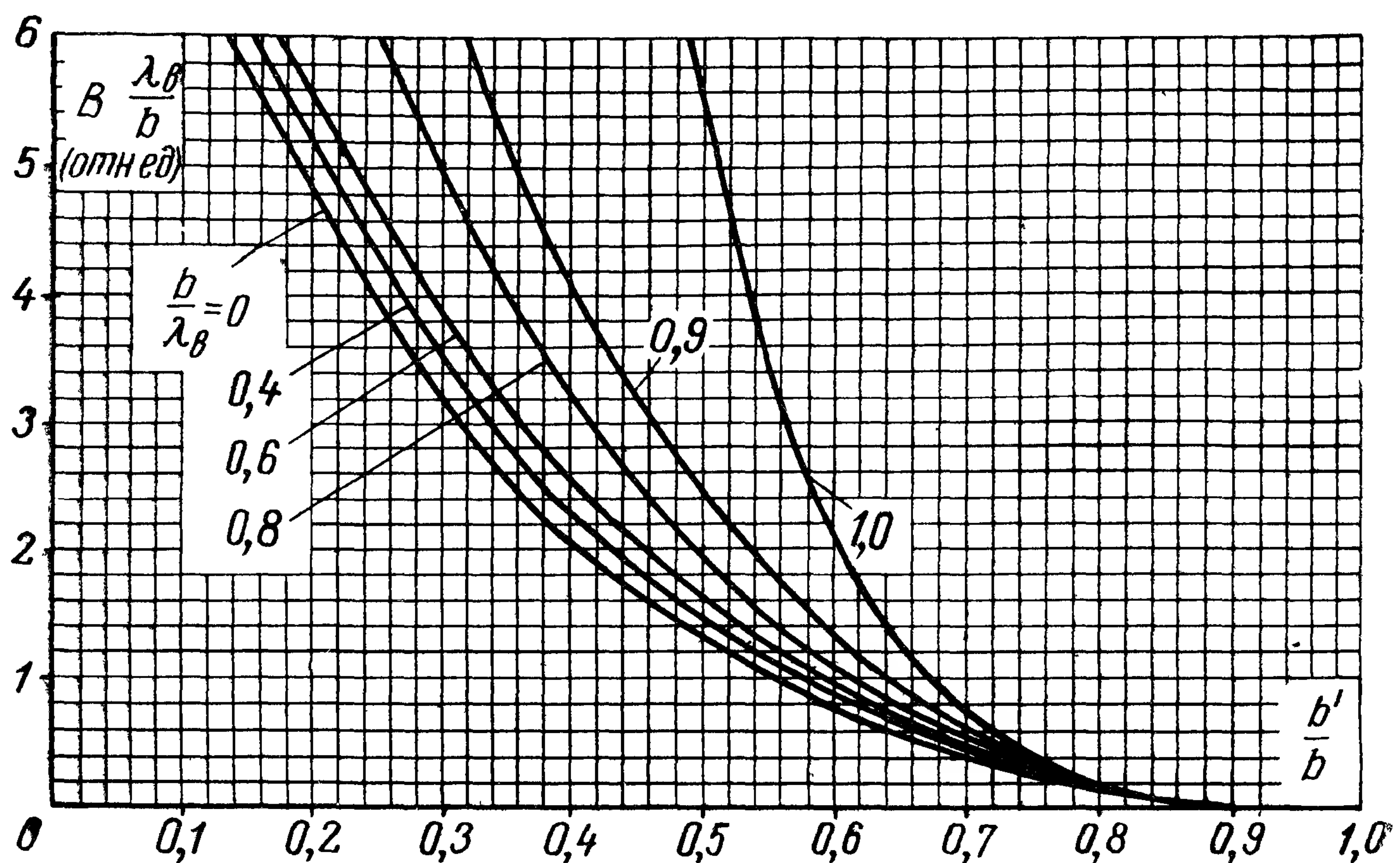


Рис. 6.11. Расчетные графики эквивалентной реактивной проводимости тонких симметричных емкостных диафрагм в прямоугольном волноводе при волне типа H_{10}

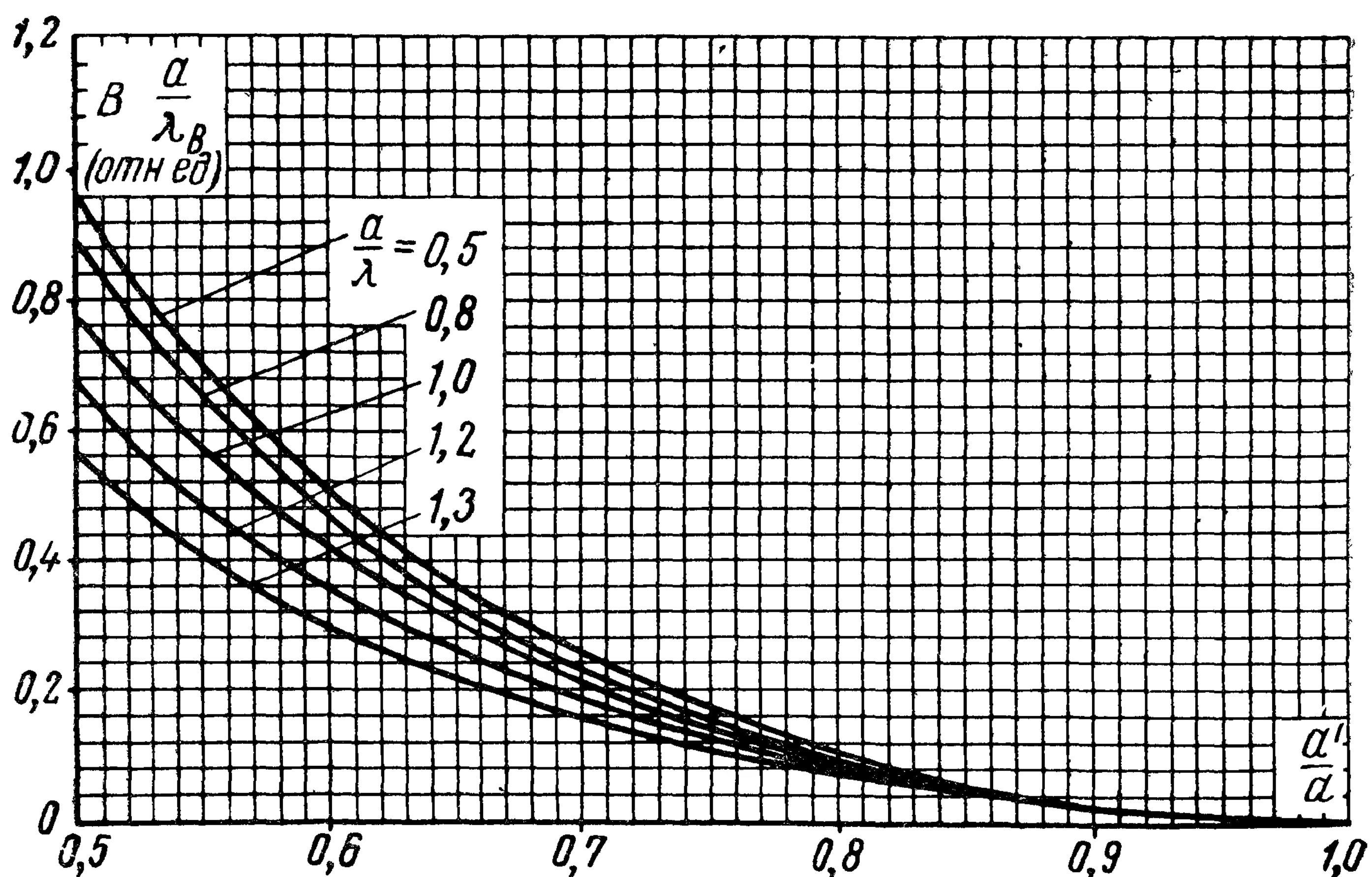


Рис. 6.12. Расчетные графики эквивалентной реактивной проводимости тонких симметричных индуктивных диафрагм

являются важным элементом не только в радиотехнических устройствах, но и во многих типах электронных и газоразрядных приборов сверхвысоких частот.

Метод эквивалентных схем, использованный при рассмотрении диафрагм, может быть полностью применен для расчета другой типичной неоднородности — тонкой диэлектрической пластины, расположенной перпендикулярно оси волновода (см. рис. 5.10,*б*). Для участка волновода, содержащего диэлектрик с $\varepsilon > 1$ и имеющего неизменные размеры сечения, эквивалентное сопротивление $Z'_э$ на рис. 6.9 *в* соответствии с выражением (6.29) всегда меньше эквивалентного сопротивления $Z_э$ того же волновода, не заполненного диэлектриком. Поэтому, снова обращаясь к выражению (6.33), следует заключить, что эквивалентной схемой тонкой диэлектрической пластины является шунтирующая емкость, изображенная на рис. 6.10,*б*.

Таким образом, при использовании диэлектрического «окна» в волноводе должна появиться отраженная волна. Отражение можно уменьшить, применяя диэлектрик с возможно меньшей диэлектрической постоянной ($Z'_э \to Z_э$) или уменьшая его толщину d [см. уравнение (6.33)].

Другим путем устранения отражения на заданной частоте является замена тонкого окна диэлектрической пластиной, толщина которой d равна половине длины волны $\lambda'_в$ в волноводе, заполненном данным диэлектриком. В самом деле, входное сопротивление отрезка линии без потерь длиною в половину волны всегда равно сопротивлению нагрузки. Благодаря этому входное сопротивление ($Z_{вх}$) *аб* на рис. 6.9,*а* будет в точности равно $Z_э$ независимо от величины $Z'_э$. Отражение волны от сечения *аб* будет отсутствовать.

Диэлектрические окна представляют интерес для герметизации различных участков волноводных трактов. Эта проблема будет обсуждаться более подробно в связи с рассмотрением важной разновидности неоднородностей в волноводах — резонансных окон.

§ 6.5. РЕЗОНАНСНЫЕ ОКНА

В волноводных устройствах, главным образом в электровакуумных приборах СВЧ, часто требуется тонкая перегородка в волноводе, позволяющая разделить его на две части — вакуумную и невакуумную, не нарушая распространения волны по волноводу. Перегородка выполняется обычно в виде тонкой диэлектрической пластины — окна, впаянного в металлическую рамку, которая в свою очередь спаивается с корпусом волновода. Форма окон может быть весьма разнообразной (см. рис. 6.13). Смысл термина «резонансное окно» будет разъяснен позже.

а. Приближенный расчет резонансного окна и его эквивалентная схема

Рассмотрим окно, которое расположено в прямоугольном волноводе, имеющем размеры

$$\lambda > a > \frac{l}{2}; \quad \frac{l}{2} > b > 0.$$

Для простоты сначала рассмотрим отверстие прямоугольной формы, не содержащее диэлектрика (рис. 6.14,*а*). Расчет такого

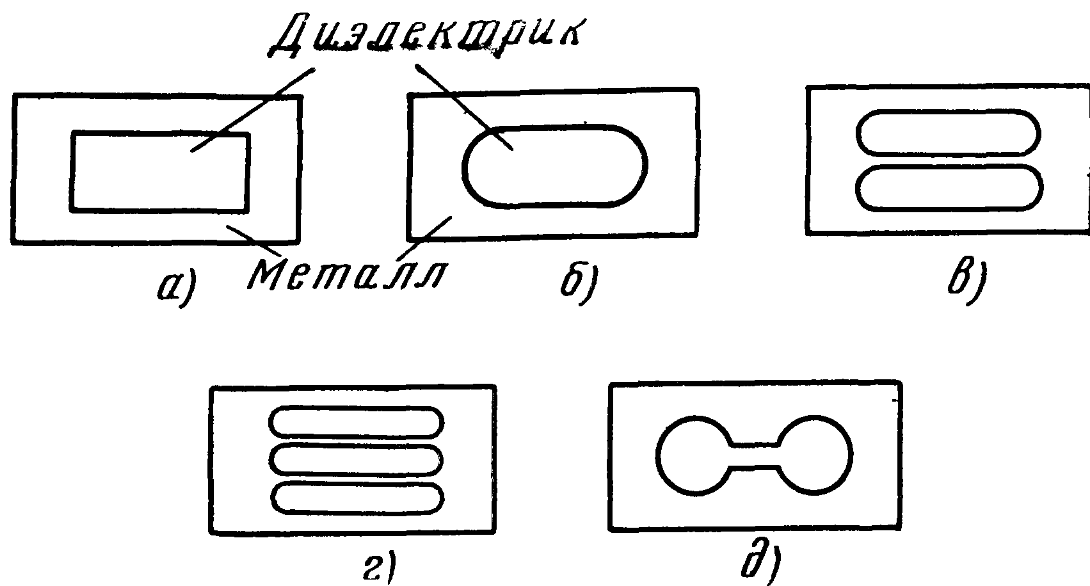


Рис. 6.13. Примеры окон в прямоугольном волноводе

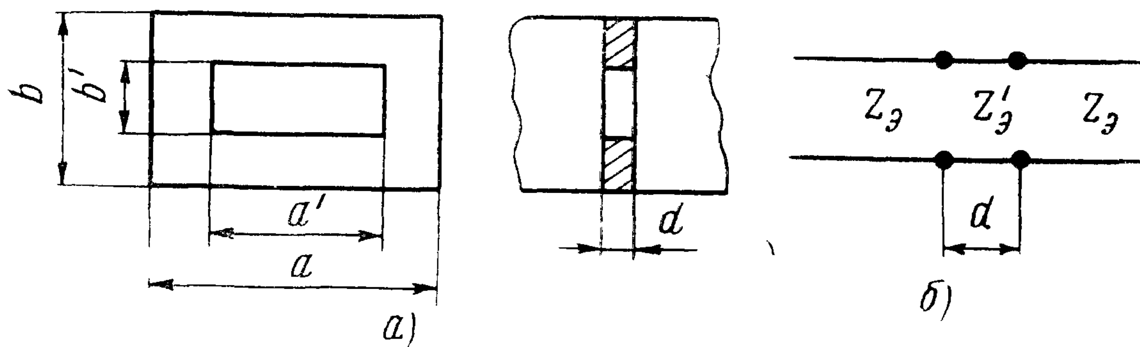


Рис. 6.14. Простейшее окно прямоугольной формы без диэлектрика и его исходная эквивалентная схема

окна можно вести с помощью понятия эквивалентного сопротивления волновода.

Представим окно в виде короткого отрезка волновода, включенного в рассечку основного волновода, как показано на рис. 6.14,*б*. Условием отсутствия отражения от окна при заданной длине волны λ, согласно эквивалентной схеме, является равенство эквивалентных сопротивлений волновода и окна: $Z'_э = Z_э$. Используя уравнение (6.30), получаем:

$$\frac{b}{a}\frac{1}{\sqrt{1-\frac{\lambda^2}{4a^2}}} = \frac{b'}{a'}\frac{1}{\sqrt{1-\frac{\lambda^2}{4a'^2}}}. \qquad (6.36)$$

Обычно возникает вопрос, какой величины должны быть размеры a' и b' отверстия окна, чтобы волна проходила через него без отражений. Для определения a' и b' имеется только одно уравнение (6.36), поэтому следует заключить о неоднозначности решения для каждого фиксированного значения λ.

Минимальный возможный размер a', удовлетворяющий условию согласования, равен, как нетрудно видеть, половине длины волны в свободном пространстве. В самом деле, левая часть уравнения (6.36) является действительной величиной. Для того чтобы получить действительную величину в правой части, необходимо выполнить условие

$$a'^2 - \frac{\lambda^2}{4} \geqslant 0, \text{ откуда } a' \geqslant \frac{\lambda}{2}.$$

При $a' = \frac{\lambda}{2}$ величина b' обращается в нуль. Это значит, что в принципе отражение волны должно отсутствовать, если окно имеет исчезающе малую высоту b' и размер a', близкий к $\frac{\lambda}{2}$.

Другие возможные соотношения размеров a' и b' также могут быть получены из уравнения (6.36). Чем больше высота окна b', тем значительнее должна быть его длина a'. В пределе отверстие окна совпадает с сечением волновода a, b.

Из уравнения (6.36) следует, что окно, имеющее фиксированные размеры a' и b' и обеспечивающее согласование (отсутствие отражения) при некоторой длине волны $\lambda = \lambda_0$, оказывается не согласованным на другой волне $\lambda' = \lambda_0 \pm \Delta\lambda$. Величина λ_0, удовлетворяющая прохождению волны через окно без отражения, на основании уравнения (6.36) оказывается равной

$$\lambda_0 = 2a' \sqrt{\frac{1 - \left(\frac{b'a}{a'b}\right)^2}{1 - \left(\frac{b'}{b}\right)^2}}. \tag{6.37}$$

Практика подтверждает результаты описанных расчетов. Опыт показывает, что уравнения (6.36) — (6.37) могут быть использованы для инженерного расчета простейших окон, не содержащих диэлектрика. Это обстоятельство обычно истолковывается как подтверждение концепции эквивалентного сопротивления.

Изменение коэффициента отражения волны в зависимости от λ показано на рис. 6.15. Длину волны λ_0, при которой имеется минимум отражения волны от окна, поставленного поперек волновода, называют *резонансной длиной волны* окна. Соответственно окно, имеющее резонанс в пределах используемого диапазона волн, называют *резонансным окном*.

Зависимость, изображенная на рис. 6.15, совпадает с изменением абсолютной величины коэффициента отражения в двухпроводной линии, содержащей параллельно включенный резонансный контур (рис. 6.16, *а*). В самом деле, на резонансной длине волны контура ($\lambda=\lambda_0$) его полное сопротивление при отсутствии потерь стремится к бесконечности. Шунтирующее действие контура и связанное с этим отражение в линии отсутствуют. При $\lambda>\lambda_0$ и $\lambda<\lambda_0$ параллельный колебательный контур обладает соответственно индуктивной и емкостной проводимостью, возрастающей с увеличением расстройки. Отражение волны возрастает при этом в обе стороны от λ_0.

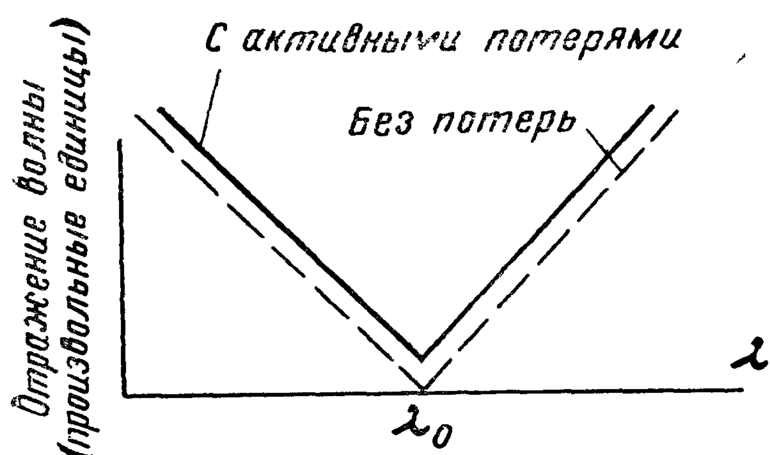


Рис. 6.15. Характер отражения волны от резонансного окна в волноводе

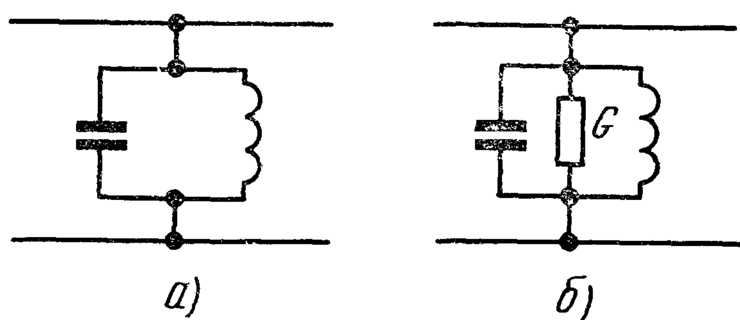


Рис. 6.16. Эквивалентные схемы резонансного окна без потерь (*а*) и с потерями (*б*)

Отмеченная аналогия позволяет использовать параллельный резонансный контур, изображенный на рис. 6.16, *а*, в качестве эквивалентной схемы резонансного окна. Для наглядности прямоугольное окно, показанное на рис. 6.14, *а*, можно мыслить как комбинацию индуктивной и емкостной диафрагм, наложенных друг на друга. Учитывая эквивалентные схемы диафрагм, рассматривавшиеся в § 6.4, приходим снова к эквивалентной схеме окна в виде параллельного резонансного контура. Наличие потерь в окне может быть учтено шунтирующей активной проводимостью G, показанной на рис. 6.16, *б*.

Помимо указанных качественных соображений, существуют другие доводы в пользу трактовки резонансных окон в виде простого параллельного колебательного контура. К этому вопросу придется вернуться при рассмотрении свойств полых резонаторов в гл. 9.

Опыт показывает, что резонанс обеспечивают не только окна прямоугольной формы, но и окна, имеющие более сложную конфигурацию, в том числе двухщелевые и трехщелевые (рис. 6.13, *б*—*д*). Расчет резонансных окон сложной формы здесь не проводится.

Если окно заполнено диэлектриком, то картина несколько усложняется. Присутствие диэлектрика в первом приближении можно учесть в выражении эквивалентного сопротивления волно-

вода, соответствующего рассматриваемому окну. Тогда условие согласования должно дать:

$$\frac{b}{a}\,\frac{1}{\sqrt{1-\frac{\lambda^2}{4a^2}}}=\frac{b'}{a'}\cdot\frac{\sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}}}{\sqrt{1-\frac{\lambda^2}{4a'^2\varepsilon\mu}}},\qquad(6.38)$$

где ε и μ — относительные диэлектрическая и магнитная проницаемости диэлектрика.

На основании выражения (6.38) можно сделать вывод, что минимальный размер окна a', удовлетворяющий согласованию на заданной волне λ, равен $\frac{\lambda}{2\sqrt{\varepsilon\mu}}$. Поскольку для обычных диэлектриков $\mu=1$, то

$$a'_{\text{мин}}=\frac{\lambda}{2\sqrt{\varepsilon}}.\qquad(6.39)$$

Толщина окна d не входит в соотношения (6.38) и (6.39), равно как и в (6.36) — (6.37). Опыт подтверждает, что при $\varepsilon=1$ (воздушное наполнение) толщина окна не влияет на его параметры. В то же время оказывается, что параметры окна сильно зависят от толщины диэлектрика, если $\varepsilon\neq1$. Поэтому расчет по уравнению (6.38) даже при строго прямоугольной форме отверстия дает лишь порядок величины размеров окна. К тому же на практике, как правило, окна имеют сложную конфигурацию. Поэтому рассматриваемая теория должна давать только качественные указания при разработке реальных вакуумноплотных окон.

б. Конструкции и применение резонансных окон

Для практических целей резонансному окну придается специальная форма, удобная с точки зрения получения вакуумноплотных спаев. Пример устройства одного из типов вакуумноплотных стеклянных резонансных окон, используемых в электровакуумных приборах СВЧ, показан в двух проекциях на рис. 6.17,*а*. Стекло, применяемое для запайки окон, должно иметь малые потери на СВЧ. Обычно для резонансных окон в отечественной промышленности используется стекло ЗС-9; в качестве материала рамки применяется ковар Н29К18. Вместо стекла находят применение слюда и керамика.

Введение резонансного окна в волноводный тракт может привести к появлению пробоя в середине широкого размера окна со стороны невакуумной части тракта. Для устранения пробоя необходимо применять наибольшие возможные размеры окна, удовлетворяющие условию (6.38). Из таких соображений и выбирают

обычно размеры резонансных окон, используемых в выводах энергии мощных ламп и для герметизации волноводных трактов. Необходимо отметить попутно, что чем больше размеры отверстия окна, тем меньше его частотная селективность и меньше потери в диэлектрике. Последнее связано с тем, что при увеличении размеров отверстия сильно снижается напряженность электрического поля в окне и, следовательно, резко уменьшается мощность диэлектрических потерь, пропорциональная квадрату напряженности E.

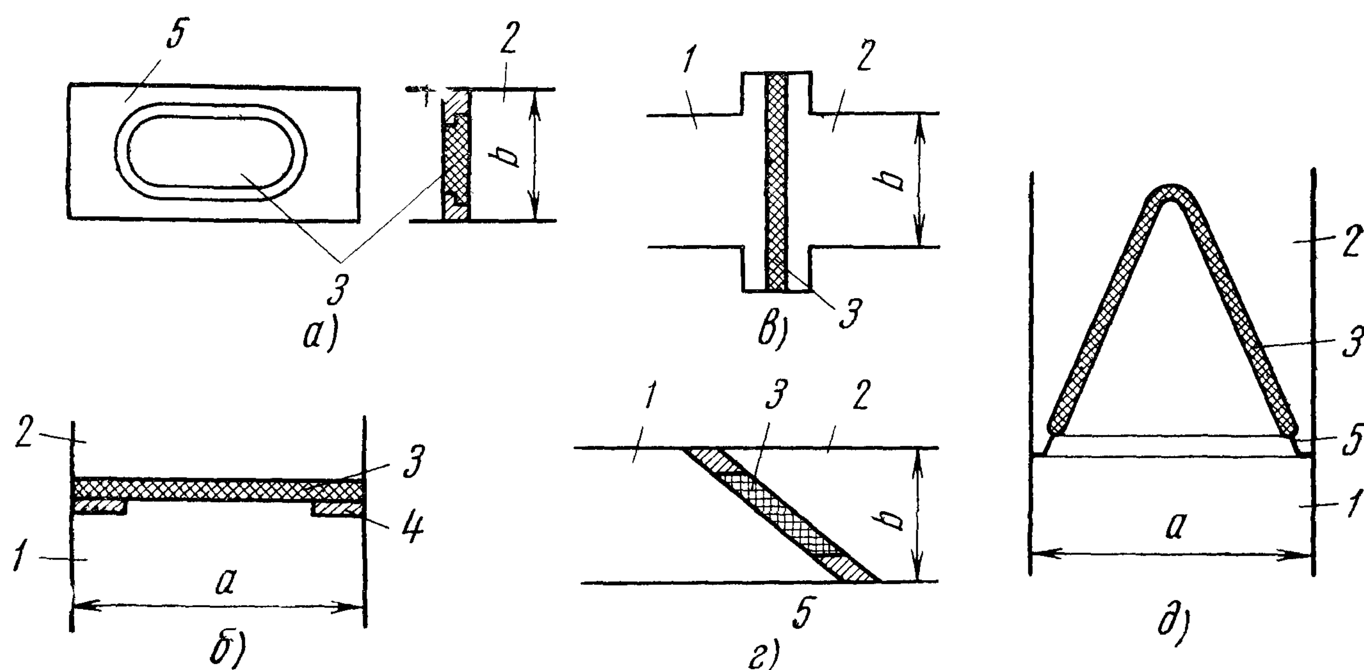


Рис. 6.17. Устройство некоторых типов окон, используемых в электровакуумных приборах СВЧ:

1 — вакуумная часть волновода; *2* — невакуумная часть; *3* — диэлектрик; *4* — индуктивная диафрагма; *5* — металлическая рамка окна

На рис. 6.17,*б* показано резонансное окно, у которого высота сделана равной высоте волновода b. Для компенсации отражения от диэлектрической пластины, имеющей емкостную реактивную проводимость, на ее поверхность припаяна металлическая индуктивная диафрагма.

Иногда идут по другому пути и, не применяя компенсирующую индуктивную диафрагму, увеличивают размеры поперечного сечения волновода в том месте, где располагается диэлектрическая пластина*. Такой вид окна, изображенный на рис. 6.17, *в*, используется при конструировании волноводных выводов энергии некоторых особо мощных генераторов и усилителей СВЧ диапазона.

При разработке выводов энергии сверхмощных электронных приборов находят применение наклонные и конические окна, схематически показанные на рис. 6.17,*г*,*д*. Существенную роль здесь играют проблемы широкополосности (малости отражения в широкой полосе частот,— порядка 5—15% от средней частоты) и хорошего теплоотвода. Некоторые трудности возникают в связи

* В области расширения может использоваться волновод круглого сечения, возбуждаемый на волне типа H_{11}.

с появлением на поверхности диэлектрика резонансного вторично-электронного разряда в вакууме, приводящего иногда к выходу окна из строя.

Резонансные окна удается использовать также для создания специальных типов газоразрядных приборов СВЧ диапазона — *резонансных разрядников*. Рассмотрим для примера отрезок волновода с двумя резонансными окнами, изображенный на рис. 6.18. Между этими окнами создано разрежение, способствующее возникновению высокочастотного разряда.

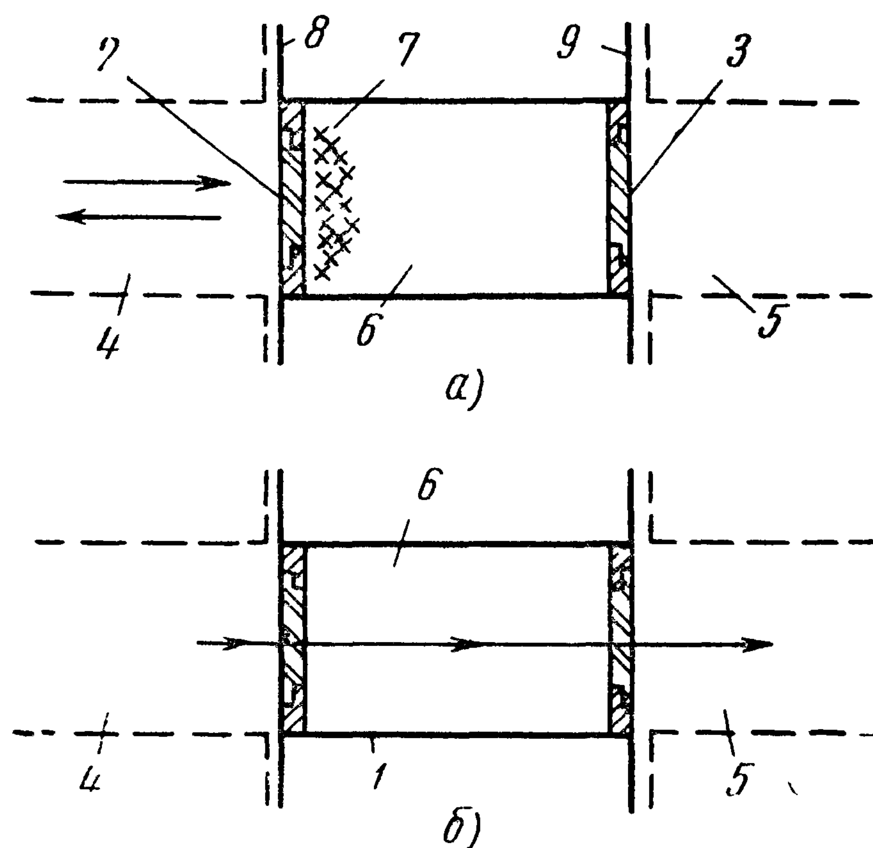


Рис 6.18 Использование резонансного окна в качестве разрядного промежутка

1 — вакуумноплотный волновод *2* — входное резонансное окно (разрядный промежуток) *3* — выходное резонансное окно *4* *5* — невакуумные волноводы *6* — разреженный газ *7* — область СВЧ разряда, *8*, *9* — входной и выходной фланцы

При передаче по волноводу большой мощности на внутренней поверхности входного окна *2* развивается высокочастотный разряд, закрывающий окно проводящей пленкой плазмы. В результате волна, падающая на окно, отражается почти так же, как если бы на ее пути находилась металлическая поверхность (рис. 6.18, *а*). Однако за счет конечной проводимости разрядной плазмы происходит некоторое поглощение мощности падающей волны. Окно нагревается, что может привести даже к выходу его из строя. Для уменьшения потерь в разряде и для обеспечения целостности окна приходится ограничивать размеры разрядного промежутка, т. е. отверстия, заполненного диэлектриком, несмотря на сужение рабочей полосы частот резонансного окна.

Если мощность, передаваемая по волноводу, недостаточна для зажигания в окне высокочастотного разряда, то волна проходит без отражения через оба резонансных окна *2* и *3*, как показано на рис. 6.18, *б*. Тем самым осуществляются два резко различающихся режима работы волноводного резонансного разрядника. Появление того или иного режима (с разрядом или без разряда) зависит от уровня проходящей мощности. Подобные газоразрядные устройства широко используются в высокочастотных трактах радиолокационных станций в качестве автоматических переключателей, реагирующих на величину мощности и обеспечивающих работу передатчика и приемника на одну общую антенну. Несколько подробнее об этом будет сказано в § 6.7.

В заключение следует отметить, что для герметизации устройств связи в электровакуумных приборах СВЧ находят применение не только резонансные окна, но и реактивные диафрагмы, запаянные диэлектриком (большей частью стеклом). Устройство таких диафрагм по существу не отличается от устройства вакуумноплотных резонансных окон. Однако размеры отверстия, которому обычно из технологических соображений придается круглая форма, не соответствуют условию резонанса в рабочем диапазоне частот. Прохождение волн через такие окна значительно ослаблено за счет отражения.

Как правило, диаметр подобных нерезонансных окон выбирают таким, чтобы резонансная частота окна лежала много выше рабочей частоты. Поэтому эквивалентной схемой окна является шунтирующая индуктивность, как и для обычных индуктивных диафрагм. Нерезонансные окна могут использоваться в качестве элементов связи некоторых типов газоразрядных приборов сверхвысоких частот, а также в некоторых выводах энергии.

§ 6.6. ВОЛНОВОДНЫЕ РАЗВЕТВЛЕНИЯ

Одним из часто встречающихся видов неоднородностей является разветвление волновода. Простейшими разветвлениями являются волноводные тройники, показанные на рис. 6.19. Ограничимся, как и в предыдущих разделах, рассмотрением прямоугольных волноводов, по которым в рабочем диапазоне частот может распространяться только низший тип волны H_{10}.

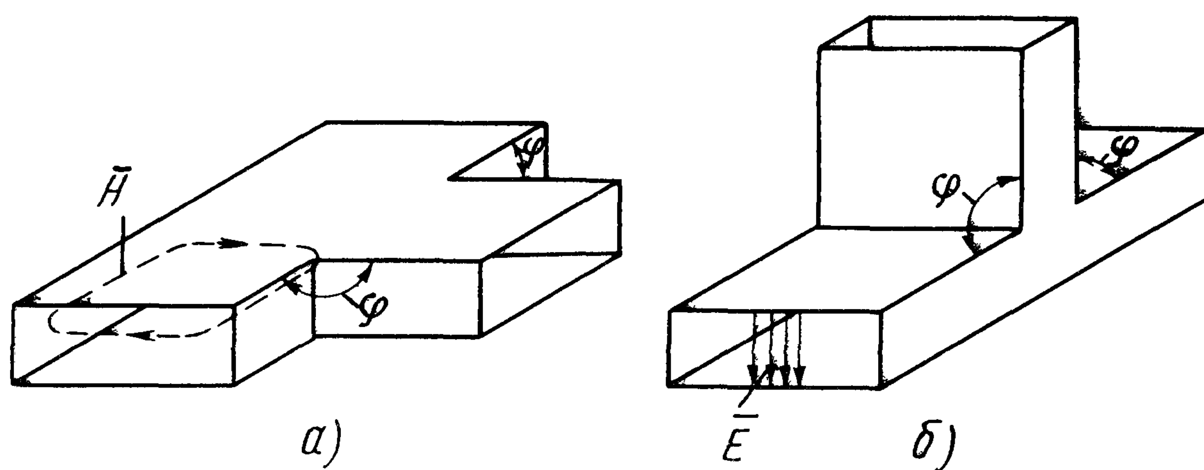


Рис 6 19. Простейшие случаи разветвления волноводов в плоскостях Н и Е

Если плоскость разветвления совпадает с плоскостью, в которой лежит магнитная силовая линия волны H_{10}, то такой тройник называется *тройником в плоскости Н* или, сокращенно, Н-тройником (рис. 6.19,*а*). Соответственно тройник, разветвление которого лежит в плоскости электрического вектора, называется *тройником в плоскости Е* или Е-тройником (рис. 6.19,*б*). В зависимости от угла φ, под которым происходит разветвление волноводов,

различают 90- и 120-градусные Е- и Н-тройники, а также другие типы разветвлений.

Не останавливаясь на проблеме точного расчета тройников методами теории поля, обратимся к их основным свойствам и эквивалентным схемам. При дальнейшем рассмотрении на время отвлечемся от высших типов волн, неизбежно присутствующих в области разветвления, и проследим распространение только волны типа H_{10}.

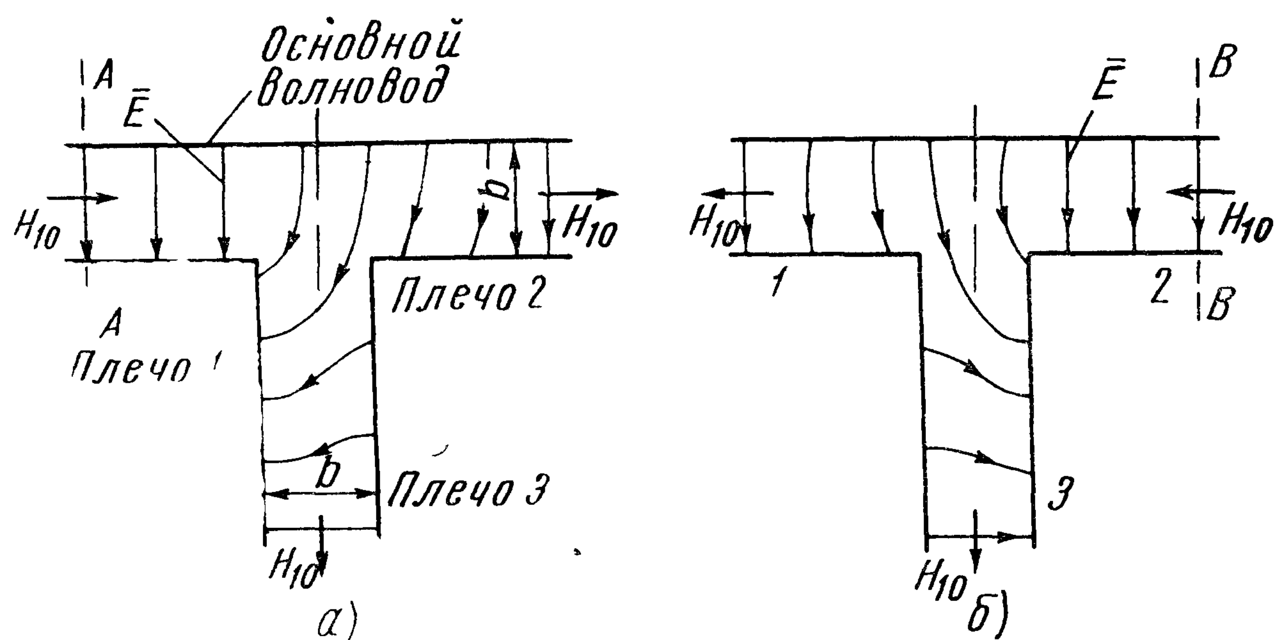


Рис 6.20. Ответвление волн в боковое плечо Е-тройника при возбуждении двумя когерентными генераторами, находящимися в равноотстоящих плоскостях *АА* и *ВВ*

Для выяснения законов, по которым происходит распространение волны в разветвлении, воспользуемся известным в оптике принципом Гюйгенса. Обратимся сначала к тройнику в плоскости Е.

Пусть в плоскости *АА* плеча *1*, показанной на рис. 6.20,*а*, расположен генератор, возбуждающий в волноводе волну типа H_{10}. Рассмотрим последовательные положения одного и того же волнового фронта через равные промежутки времени при распространении волны в направлении слева направо. На рис. 6.20 волновой фронт совпадает с вектором Е.

Согласно принципу Гюйгенса, для построения нового волнового фронта необходимо принять каждую точку исходного волнового фронта за источник сферической волны и найти огибающую поверхность ко всем элементарным сферическим волнам. Применяя этот принцип, получаем изгиб волнового фронта в области разветвления Е-тройника, как показано на рис. 6.20,*а*. При построении волновых фронтов следует учитывать граничные условия, исключающие существование тангенциальной составляющей электрического поля на стенках волновода.

На рис. 6.20,*б* проведено аналогичное построение для случая возбуждения того же тройника из плеча *2* генератором, находящимся в плоскости *ВВ*. Отметим, что полученные картины волно-

вых фронтов не следует смешивать со структурой поля, существующей в тройнике в фиксированный момент времени.

Далее рассмотрим одновременное возбуждение тройника в плоскостях *AA* и *BB*, расположенных в плечах *1* и *2* на равных расстояниях от оси симметрии тройника. Пусть воображаемые генераторы в плоскостях *AA* и *BB* являются когерентными, имеют одинаковую мощность и работают строго синфазно. Тогда в боковое плечо *3* обе волны приходят в противофазе, в чем нетрудно убедиться, наложив рисунок 6.20, *а* на 6.20, *б*. Происходит полная интерференция, в результате чего энергия не поступает в боковое плечо *3*. В основном волноводе при этом существуют две волны с одинаковыми амплитудами, бегущие в противоположных направлениях. Это означает, что в основном волноводе имеется чисто стоячая волна. В плоскости симметрии тройника обе волны всегда синфазны, в силу чего в этой плоскости находится максимум стоячей волны напряженности электрического поля.

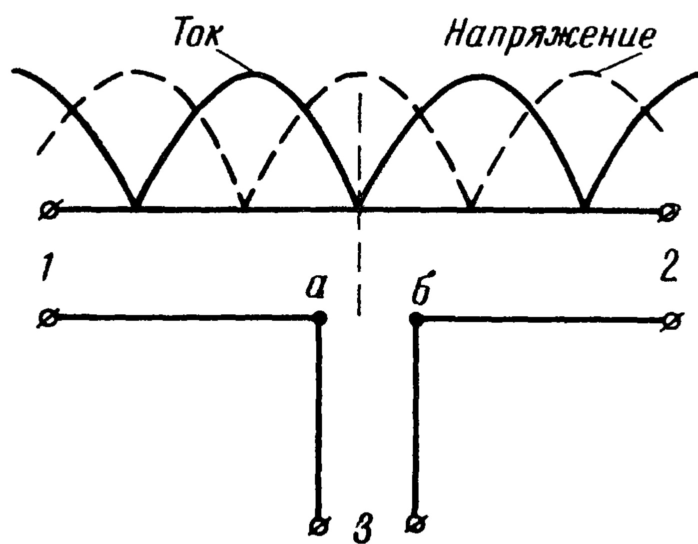


Рис. 6.21. Эквивалентная схема волноводного Е-тройника. При фазе стоячей волны, показанной в основной линии, ответвления энергии в плечо *3* не происходит

Получив подобный результат, можно отвлечься от условий возбуждения волн и констатировать: в боковое плечо *3* энергия не поступает, если в плоскости симметрии тройника находится максимум стоячей волны вектора E.

Повторим такое же рассуждение при противофазном возбуждении воображаемых когерентных генераторов. Нетрудно установить, что максимуму ответвления энергии в боковое плечо E-тройника соответствует случай, когда в плоскости симметрии тройника находится минимум стоячей волны поля E.

Рассмотренные условия ответвления волны позволяют сделать вывод о приближенной эквивалентной схеме E-тройника. Свойствами, сходными со свойствами E-тройника, обладает последовательное соединение двух двухпроводных линий, изображенное на рис. 6.21. В самом деле, допустим, что в основной двухпроводной линии существует стоячая волна, причем боковое ответвление находится в пучности напряжения. Тогда в том же сечении основной линии имеется узел высокочастотного тока. На зажимах *аб*, к которым подключена боковая ветвь, высокочастотный ток равен нулю независимо от нагрузки в боковом плече. Энергия в боковое плечо не ответвляется.

Таким образом, в качестве упрощенной эквивалентной схемы волноводного E-тройника следует принять *последовательное*

соединение двухпроводных линий. Боковое плечо Е-тройника включено последовательно в основной волновод.

Обратимся к волноводному Н-тройнику (рис. 6.22). Рассмотрим распространение волны типа H_{10} от генератора, расположен-

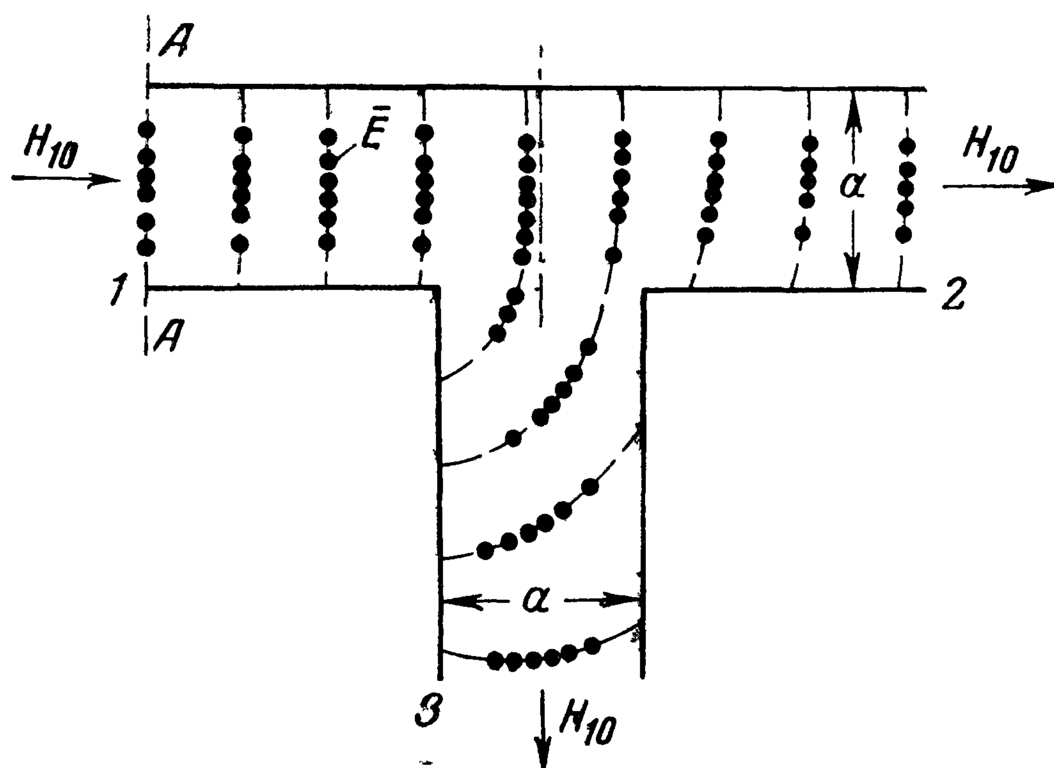


Рис. 6.22. Ответвление волны в боковое плечо Н-тройника при возбуждении волновода в плоскости *АА*. Точками обозначены электрические силовые линии волны H_{10}, нормальные к плоскости чертежа

ного в плече *1*, а затем возбуждение тройника двумя противофазными генераторами в равностоящих плоскостях *АА* и *ВВ*. При противофазном возбуждении тройника две волны приходят в плечо *3* также в противофазе. Ответвления энергии в боковое плечо не происходит. В плоскости симметрии тройника при этом находится узел стоячей волны электрического поля. Наоборот, при расположении в плоскости симметрии тройника максимума электрического поля имеет место максимальное ответвление энергии в боковое плечо.

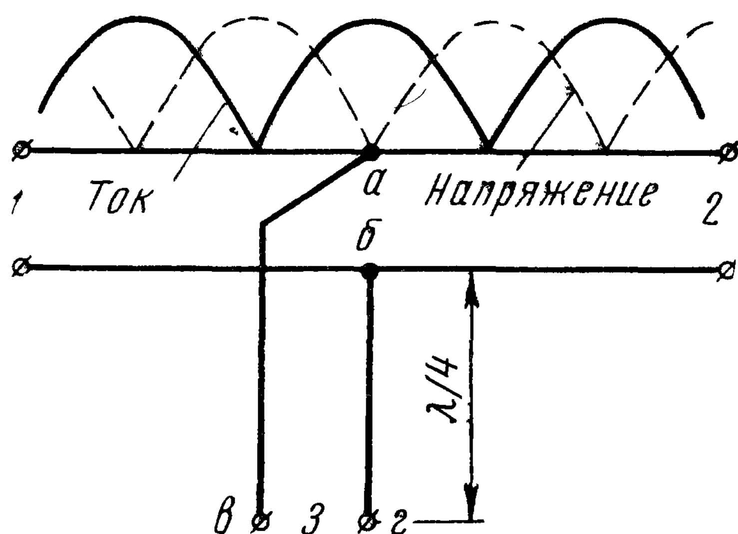


Рис. 6.23. Эквивалентная схема волноводного Н-тройника. При фазе стоячей волны, показанной в основной линии, ответвления энергии в плечо *3* не происходит

Соответствующей эквивалентной схемой Н-тройника является *параллельное* соединение двухпроводных линий, изображенное на рис. 6.23. Приближенно Н-тройник можно рассматривать, как параллельное включение бокового плеча в основной волновод.

Полезно отметить, что входные зажимы *аб* бокового ответвления на эквивалентной схеме Е-тройника соответствуют плоскости широкой стенки основного волновода. Однако одноименные входные зажимы на эквивалентной схеме Н-тройника не совпадают с плоскостью узкой стенки основного волновода. Для подтверждения этого достаточно рассмотреть режим короткого замыкания в плоскости зажимов *аб* на эквивалентных схемах, приведенных на рис. 6.21 и 6.23. В результате короткого замыкания зажимов *аб* на схеме Н-тройника происходит короткое замыкание основной линии, в то время как размещение короткозамыкающего поршня в плоскости узкой стенки реального волновода позволяет волне

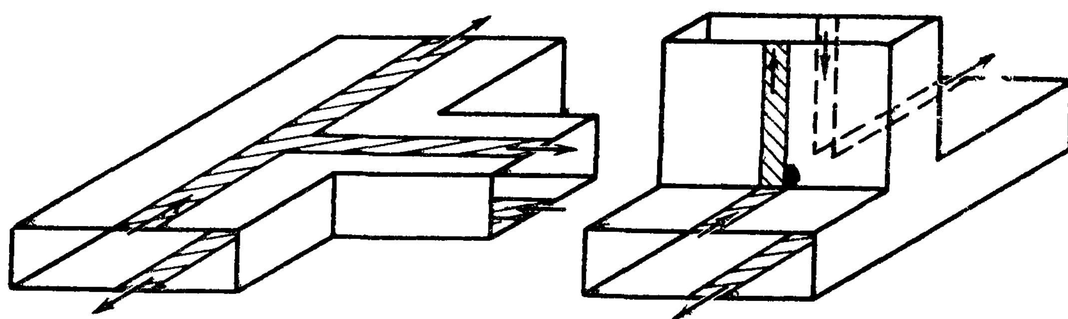


Рис. 6 24. Качественная иллюстрация прохождения токов в волноводных тройниках типов Н и Е

беспрепятственно распространяться по основному тракту. Поэтому на эквивалентной схеме Н-тройника плоскость узкой стенки соответствует зажимам *вг* (см. рис. 6.23), удаленным от зажимов *аб* на четверть длины волны в двухпроводной линии.

Полученные эквивалентные схемы тройников можно наглядно пояснить, используя представление о волноводе с волной типа H_{10}, как о ленточной линии с четвертьволновыми боковыми шлейфами. На рис. 6.24 показано прохождение продольных токов в токоведущей части разветвленных волноводов. Очевидно, что в Е-тройнике ток волны типа H_{10} остается неизмененным для всех трех ветвей, в то время как в Н-тройнике ток разветвляется между его плечами. Тем самым еще раз качественно подтверждается сделанный ранее вывод об эквивалентных схемах волноводных тройников. Столь же легко можно подтвердить вывод о положении эквивалентных входных зажимов волноводного Н-тройника.

Экспериментальная проверка свойств волноводных тройников может быть произведена при помощи передвижного короткозамыкающего поршня и согласованной нагрузки. Один из возможных вариантов эксперимента показан на рис. 6.25 для Е-тройника; там же приведена его упрощенная эквивалентная схема. Из электротехнических соображений следует, что для идеального последовательного разветвления всегда можно подобрать такое положение поршня, когда энергия без отражения передается из

основной линии в боковое плечо. Установить отсутствие отраженной волны можно, например, с помощью зонда, передвигаемого вдоль щели в волноводе. Из эквивалентной схемы легко найти, что соответствующее расстояние короткозамыкающего поршня от оси симметрии должно составлять для Е-тройника целое число полуволн в данном волноводе (см. рис. 6.25).

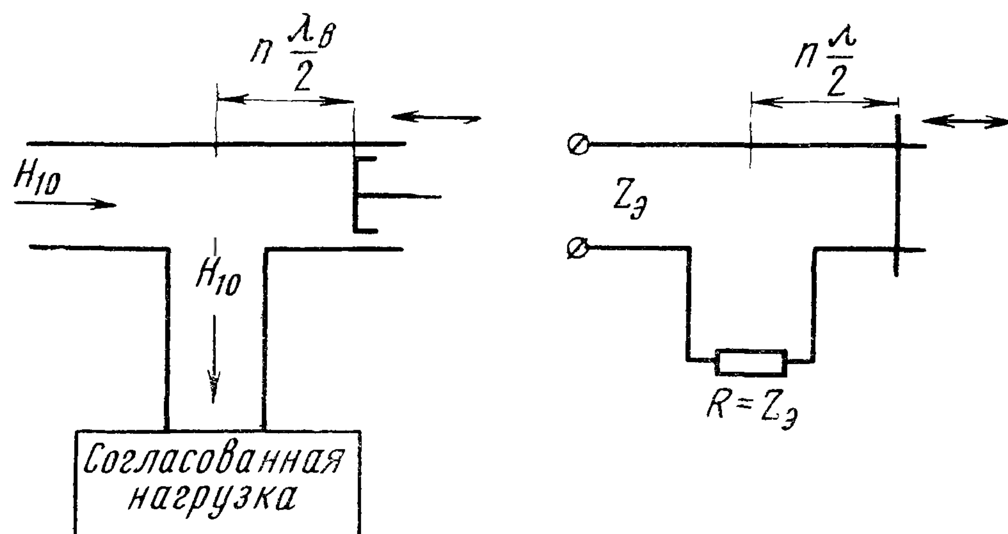


Рис. 6.25. Применение короткозамыкающего поршня и согласованной нагрузки для проверки свойств волноводного Е-тройника

Если проделать описанный эксперимент, то оказывается, что действительно существует режим, очень близкий к предсказанному. Однако полного согласования бокового плеча Е-тройника не удается достичь ни при каких положениях поршня. Небольшая часть высокочастотной мощности (порядка 1—5%) отражается от разветвления и попадает обратно в генератор. Это указывает на существование некоторых отклонений волноводного тройника в плоскости Е от идеального последовательного соединения. Подобные отклонения не могут быть неожиданными, поскольку не были учтены высшие типы волн, присутствующие в разветвлении.

Опыт показывает, что Н-тройник также отклоняется от идеальной параллельной схемы, причем в несколько большей степени, чем Е-тройник — от последовательной схемы.

Уточненные эквивалентные схемы Е- и Н-тройников, учитывающие присутствие нераспространяющихся высших типов волн, изображены на рис. 6.26. Не останавливаясь на их подробном рассмотрении*, следует указать, что в большинстве практически встречающихся случаев оказывается достаточным пользоваться упрощенными схемами, показанными выше на рис. 6.21 и 6.23.

В заключение рассмотрим соединение прямоугольного волновода с коаксиальной линией, которое можно трактовать как *смешанный* или *волноводно-коаксиальный тройник.*

---

* Параметры X_a, X_b, X_c, X_d и B_a определяются расчетным путем из уравнений поля или находятся из эксперимента.

Если коаксиальная линия имеет на конце штырь и включена через широкую стенку волновода (рис. 6.27), то минимум ответвления энергии из волновода в коаксиальную линию имеет место, когда штырь расположен в минимуме стоячей волны электрического поля. Наибольшее ответвление соответствует случаю, когда

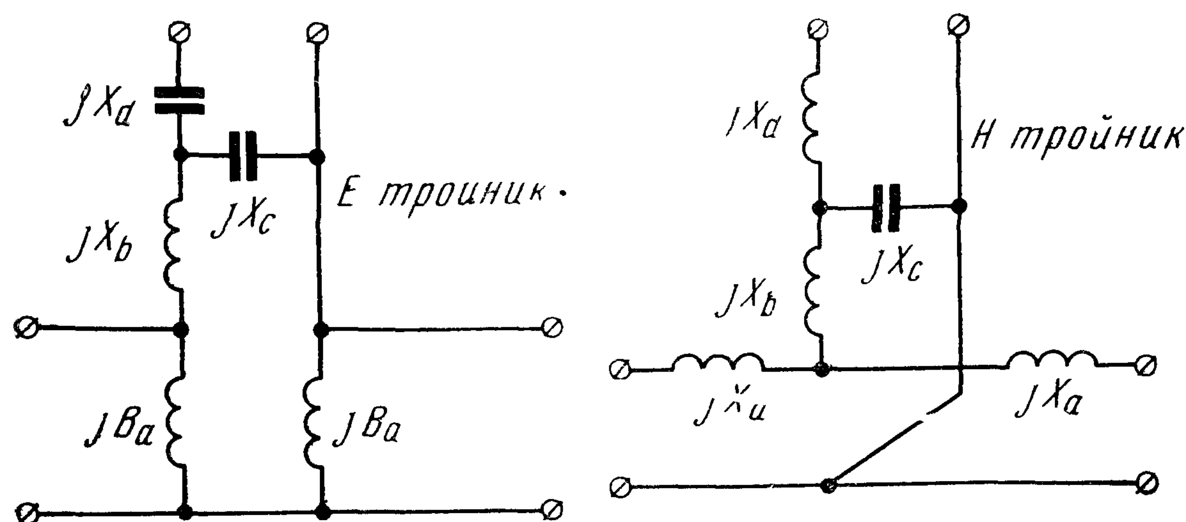


Рис. 6.26. Эквивалентные схемы волноводных тройников с учетом полей нераспространяющихся высших типов волн

в плоскости штыря находится максимум стоячей волны вектора Е. Этот признак, как и в случае волноводного Н-тройника, соответствует параллельному включению. Следовательно, смешанный тройник со штырем связи можно рассматривать как *параллельное* соединение волновода и коаксиальной линии. Интересно отметить, что рассматриваемый смешанный тройник фигурировал в связи с вопросом возбуждения волн в волноводах (см. § 5.1). Найденная теперь эквивалентная схема упрощает рассмотрение подобных устройств.

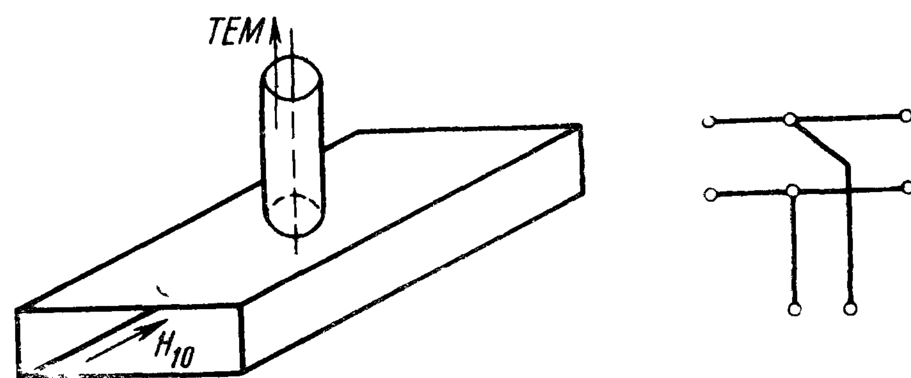


Рис. 6.27. Смешанный коаксиально-волноводный тройник со штырем связи и его упрощенная эквивалентная схема

В случае, когда на конце коаксиальной линии находится петля, свойства смешанного тройника зависят от положения плоскости петли. При ориентации петли связи в плоскости поперечного сечения волновода ответвления энергии вообще не происходит, если ось петли проходит точно через середину широкой стенки волновода. Повернув петлю на 90°, можно получить связь с волноводом за счет поперечного высокочастотного магнитного поля, пронизывающего плоскость петли. Максимум ответвляемой мощности достигается в случае, когда в сечении петли находится пучность поперечного магнитного поля и, следовательно, узел электрического поля. Поэтому в данном случае

смешанный тройник обладает свойствами *последовательного,* а не параллельного включения.

Смешанный тройник с петлей может иметь вид, подобный тройнику, изображенному на рис. 5.4. Легко показать, что его эквивалентной схемой является параллельное соединение волновода с коаксиальной линией. Однако при повороте петли на 90° относительно этого положения всякая связь коаксиальной линии с волноводом прекращается.

Пользуясь описанным методом, можно найти эквивалентные схемы соединений различных типов линий СВЧ.

§ 6.7. ПРИМЕНЕНИЕ ВОЛНОВОДНЫХ ТРОЙНИКОВ. ПОНЯТИЕ ОБ АНТЕННОМ ПЕРЕКЛЮЧАТЕЛЕ

Волноводные тройники находят широкое применение как в конструкциях волноводных устройств, так и непосредственно в некоторых типах электровакуумных приборов СВЧ.

Простейшим назначением тройника является деление мощности, необходимое в случае, когда один генератор работает на две нагрузки (рис. 6.28). Параметры тройника можно подобрать таким образом, чтобы мощность, поступающая от генератора, не отражалась от точки разветвления, а распределялась поровну между обеими нагрузками. Иногда такие тройники используются непосредственно в вакуумном участке вывода энергии и являются неотъемлемой частью генераторного или усилительного прибора СВЧ.

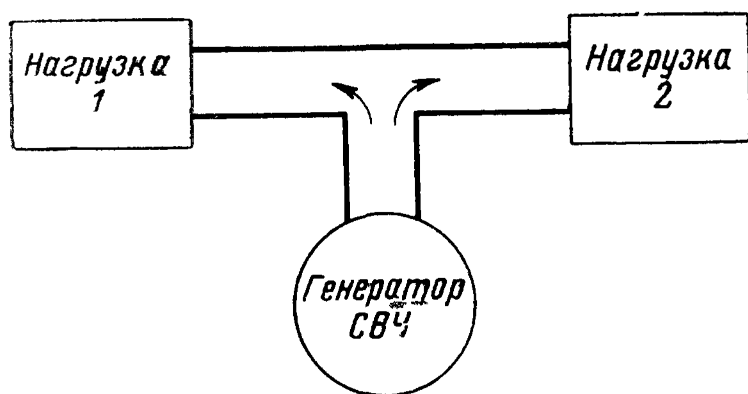


Рис. 6.28. Применение волноводного тройника в качестве фиксированного делителя мощности

Тройники часто используются для создания реактивных шлейфов, подобных шлейфам в обычных длинных линиях. Расположим в боковом плече Н- или Е-тройника передвижной короткозамыкающий поршень, как показано на рис. 6.29. Соответствующие эквивалентные схемы изображены на том же рисунке. Входное сопротивление короткозамкнутого шлейфа без потерь имеет чисто реактивный характер и зависит от длины шлейфа [см. уравнение (1.2)]. Поэтому эквивалентную схему тройника с поршнем можно представить также в виде регулируемой сосредоточенной индуктивности или емкости, включенной, в зависимости от типа тройника, последовательно или параллельно в основную двухпроводную линию. Подобные устройства применяются, например, в согласующих трансформаторах, рассматриваемых в гл. 7.

Особый интерес представляет использование тройников в газоразрядных приборах СВЧ — *резонансных разрядниках,* применяемых в антенных переключателях радиолокационных станций. Прежде чем описать идею устройства этих специфических электровакуумных приборов, необходимо коротко рассмотреть принцип работы передатчика и приемника радиолокационной станции на общую антенну.

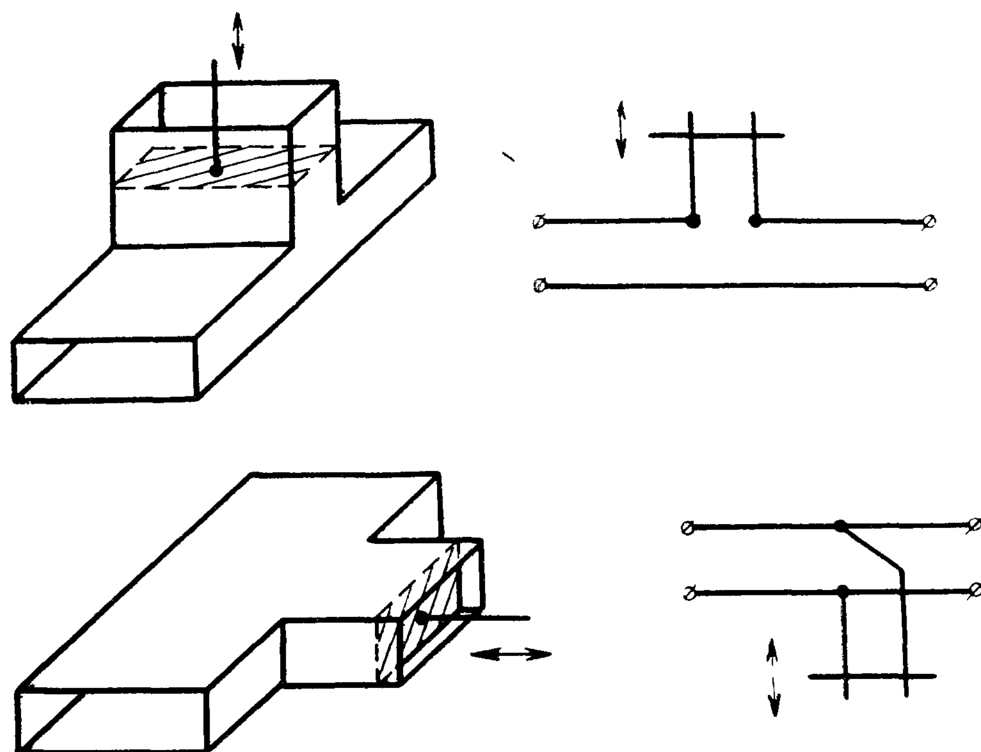


Рис. 6.29. Последовательный и параллельный реактивные шлейфы в волноводе и их приближенные эквивалентные схемы

Применение отдельных антенн для передатчика и приемника радиолокационной станции сопряжено с рядом неудобств (увеличение габаритов и веса, трудность быстрого синхронного движения антенн при обзоре и др.). Поэтому в современных станциях передатчик и приемник используют, как правило, одну антенну. Это показано на рис. 6.30. Если передатчик возбуждается в импульсном режиме, то в момент его работы приемник должен быть отключен от антенны и от передатчика, а передатчик должен быть подключен к антенне. Это необходимо для того, чтобы защитить приемник от перегрузки и обеспечить прохождение в антенну всей генерируемой высокочастотной мощности. Наоборот, в режиме приема, т. е. во время паузы между импульсами, передатчик должен быть отключен от антенны во избежание потерь принимаемого сигнала.

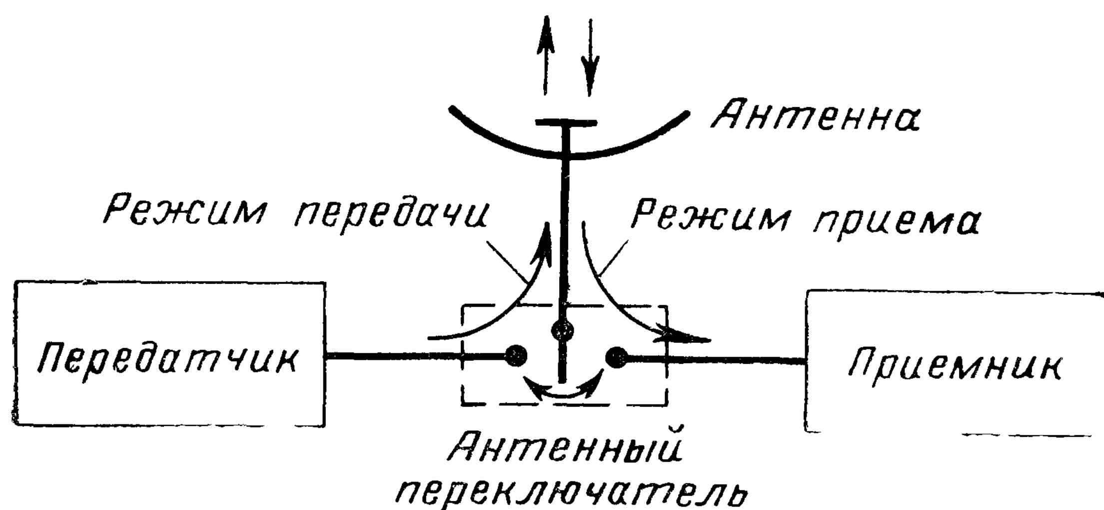


Рис. 6.30. Блок-схема импульсной радиолокационной станции при работе передатчика и приемника на общую антенну

Механические переключатели для указанных целей оказываются непригодными в силу их инерционности. В связи с этим разработаны и широко применяются антенные переключатели, использующие газоразрядные приборы СВЧ.

Обратимся к антенным переключателям *ответвительного типа,* в которых используются свойства последовательных и параллельных включений длинных линий. На рис. 6.31 приведена типичная

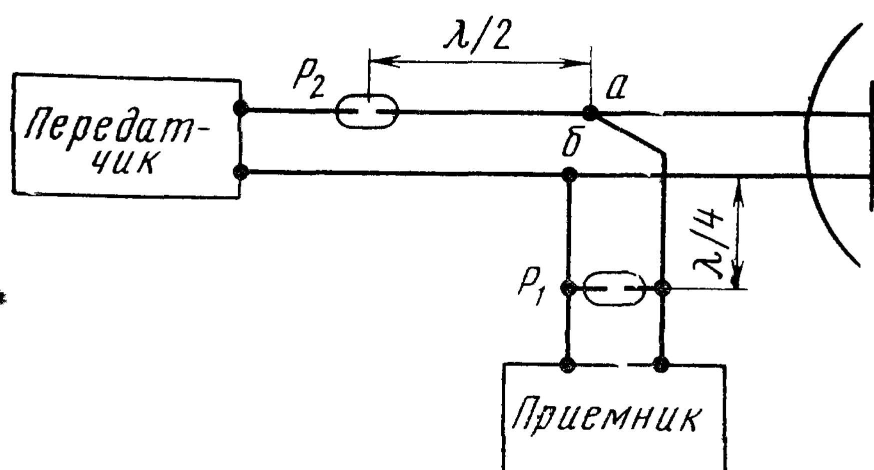


Рис. 6.31. Схема ответвительного антенного переключателя при последовательном включении разрядника блокировки передатчика и параллельном включении разрядника защиты приемника

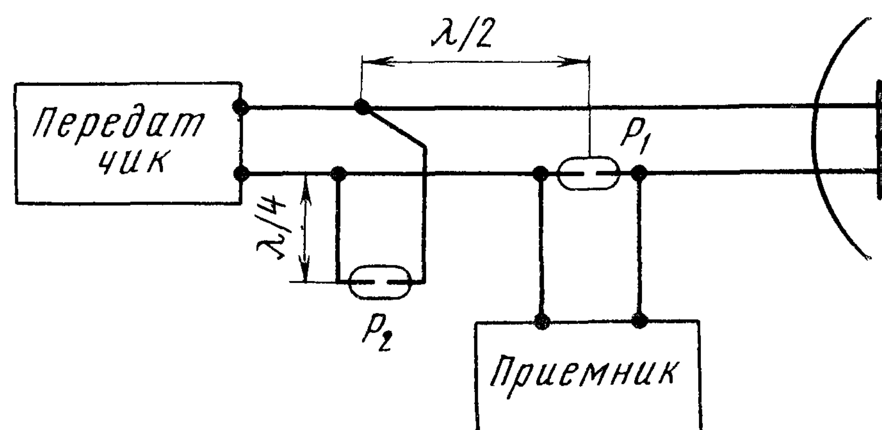


Рис. 6.32. Схема ответвительного антенного переключателя с параллельно включенным разрядником блокировки передатчика и последовательно включенным разрядником защиты приемника

схема ответвительного переключателя с двумя разрядниками, если в качестве высокочастотного тракта применяются отрезки обычных двухпроводных линий. Разрядник P_1, называемый *разрядником защиты приемника,* включен параллельно в ветвь приемника на расстоянии $\frac{\lambda}{4}$ от точек разветвления *аб.* Разрядник P_2 обычно называется *разрядником блокировки передатчика* и включается на расстоянии $\frac{\lambda}{2}$ от точек разветвления.

При работе передатчика («режим высокого уровня мощности») в разрядниках P_1 и P_2 возникает высокочастотный разряд, что практически равноценно их короткому замыканию. Входное сопротивление ветви приемника в точках *аб* стремится к бесконечности, что в свою очередь эквивалентно отключению ветви приемника от точек *аб.* Вся мощность, генерируемая передатчиком, направляется в антенну. Во время паузы между импульсами, когда разряд отсутствует и разрядник P_2 осуществляет практически полный разрыв линии («режим низкого уровня мощности»), входное сопротивление ветви передатчика в точках *аб* обращается в бесконечность независимо от величины «холодного» внутреннего сопротивления передатчика. Слабый отраженный сигнал, принимаемый антенной, без потерь и отражения поступает на вход приемника.

Кроме рассмотренного варианта, возможны другие схемы ответвительных антенных переключателей, отличающиеся способом включения разрядников защиты приемника и блокировки передат-

чика. На рис. 6.32 показана принципиальная схема переключателя, у которого, в отличие от рис. 6.31, разрядник блокировки передатчика включен в основную линию не последовательно, а параллельно на конце четвертьволнового шлейфа; разрядник защиты приемника включен последовательно. Два других варианта схемы, отличающихся последовательным или параллельным включением обоих разрядников, могут быть составлены и проанализированы самим читателем.

Реализация ответвительного антенного переключателя в волноводном тракте возможна с помощью тройников и резонансных окон, используемых в качестве разрядных промежутков. На рис. 6.33 приведено принципиальное устройство простейшего волноводного переключателя, имеющего эквивалентную схему, сводящуюся к рис. 6.31. В качестве разрядника защиты приемника использована секция волновода с двумя резонансными окнами, описанная в § 6.5. Разрядник наполнен разреженным газом (обычно аргоном). Входное окно является разрядным промежутком; выходное окно служит в качестве элемента связи. Разрядник блокировки передатчика образован одним резонансным окном и короткозамкнутой секцией волновода длиною $\frac{\lambda_в}{4}$. Полость разрядника также наполнена разреженным аргоном.

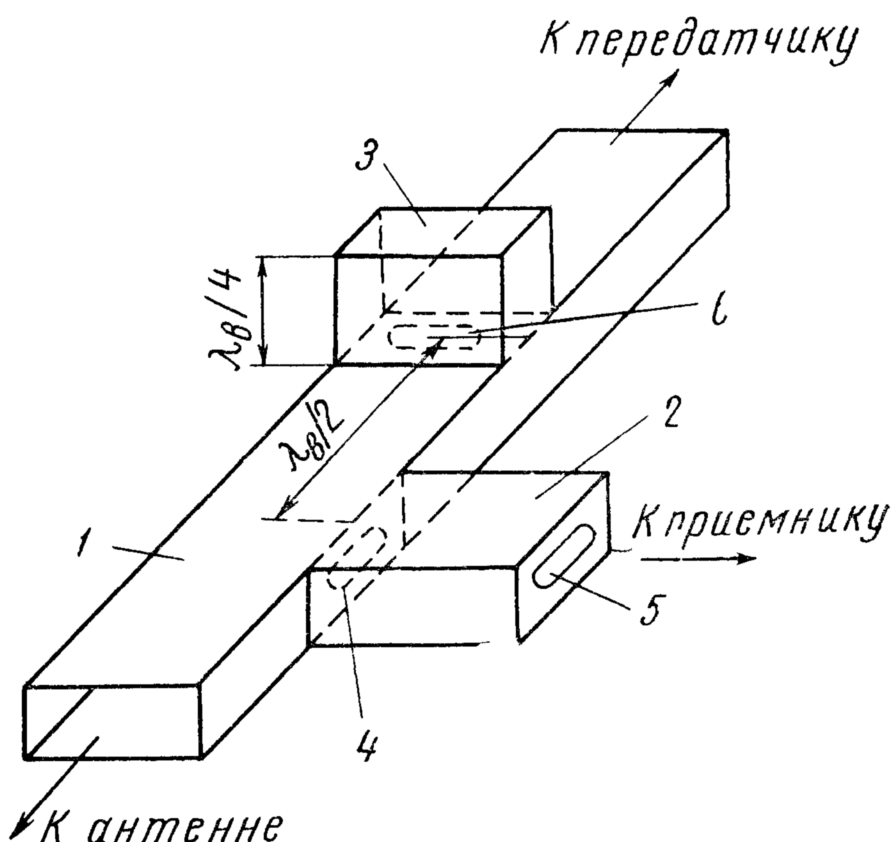


Рис. 6.33. Упрощенное устройство ответвительного антенного переключателя в случае последовательного включения разрядника блокировки передатчика (р. б. п.) и параллельного включения разрядника защиты приемника (р. з. п.)

1 — основной волновод, *2* — волноводный р з п; *3* — волноводный р б п, *4* — входное резонансное окно р з п, играющее роль разрядного промежутка P_1, *5* — выходное окно р з п; *6* — резонансное окно р б п, играющее роль разрядного промежутка P_2

В режиме низкого уровня мощности разрядники, изображенные на рис. 6.33, обладают резонансными свойствами и могут использоваться в пределах ограниченной полосы частот. Практически эта полоса оказывается сравнительно широкой — порядка 5—15% от средней частоты. Поэтому такие приборы принято называть *широкополосными резонансными разрядниками*. Как будет показано в гл. 10, посвященной полым резонаторам, резонансные разрядники могут иметь другое устройство

и содержать в своем составе полые резонаторы. В этом случае резонансные разрядники оказываются узкополосными.

При прохождении мощного импульса передатчика резонансные окна рассматриваемых разрядников закорачиваются разрядом, как бы дополняющим стенку волновода. В приемник просачивается очень малая часть мощности передатчика, обусловленная конечной проводимостью плазмы СВЧ разряда. Для повышения качества защиты конструкция широкополосных разрядников защиты приемника обычно усложняется путем введения дополнительных разрядных промежутков. Пример такой конструкции будет показан в § 8.12 в связи с вопросом полосовых волноводных фильтров.

Физические процессы, происходящие в резонансных разрядниках, представляют большой интерес. Этот вопрос, однако, выходит за рамки данной книги и рассматривается во второй части курса, посвященной электровакуумным приборам сверхвысоких частот. Здесь следует лишь напомнить, что резонансные разрядники непосредственно входят в состав высокочастотного тракта и могут являться составными частями волноводных Е- и Н-тройников. При рассмотрении проблем, связанных с разработкой антенных переключателей, большую помощь оказывает метод эквивалентных схем.

§ 6.8. ДВОЙНОЙ ВОЛНОВОДНЫЙ ТРОЙНИК

Рассмотрим четырехплечее волноводное разветвление, показанное на рис. 6.34. Соединение образовано тройником в плоскости Е и тройником в плоскости Н, имеющими общую плоскость симметрии. Предполагается, что в рассматриваемом диапазоне частот по волноводам может распространяться только волна низшего типа H_{10}.

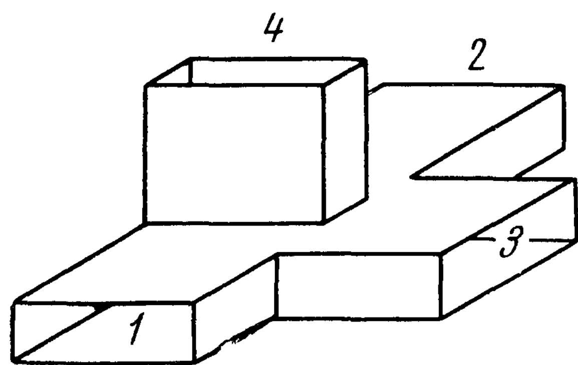


Рис. 6.34. Двойной волноводный тройник

Качественный анализ свойств двойного тройника можно провести, зная свойства Е- и Н-тройников. Пусть в плечах *1* и *2* двойного тройника (рис. 6.34) включены два равноотстоящих когерентных генератора, работающих синфазно. Тогда в плоскости симметрии тройника будет существовать максимум электрического поля; энергия будет ответвляться только в плечо *3* (Н-плечо). В Е-плечо энергия поступать не будет. Следовательно, по принципу взаимности, если включить генератор в плечо *3*, то в *1* и *2* плечах будут распространяться синфазные волны. Передачи энергии из плеча *3* в плечо *4* не должно происходить.

Таким образом, плечи *3* и *4* оказываются «развязанными», т. е. связи между ними нет. Можно доказать, что при возбуждении двойного тройника через плечо *1* энергия будет делиться между

плечами *3* и *4*; связи с плечом *2* не происходит. Вообще развязанными оказываются любые два противоположные плеча двойного тройника. Практически, разумеется, за счет неизбежно присутствующей асимметрии изоляция противоположных плеч двойного тройника не является идеальной. Реально достижимая развязка составляет обычно от 30 до 50 *дб*.

Условием связи между плечами *3* и *4* при возбуждении, например, со стороны плеча *3* является существование узла электрического поля в плоскости симметрии тройника. Этому можно удовлетворить лишь при условии существования отраженных волн в плечах *2* и *1*. Фазы отражения в плечах *2* и *1* не должны быть одинаковыми. Наибольшая (полная) связь плеч *3* и *4* достигается при размещении в плечах *1* и *2* короткозамыкающих поршней, расстояние от которых до плоскости симметрии тройника отличается на четверть длины волны в волноводе. В этом случае обеспечивается разность хода волн, пришедших в плоскость симметрии после отражения от поршней, равная 180°. Поэтому отраженные волны не могут пройти обратно в плечо *3* и ответвляются в плечо *4*.

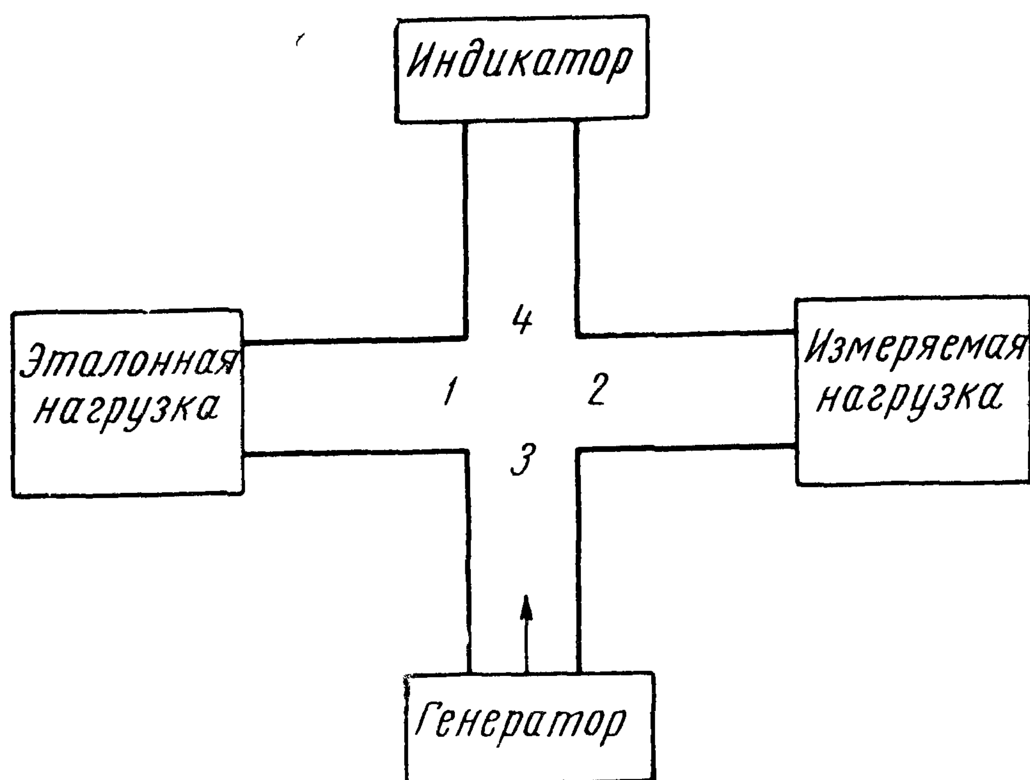


Рис. 6.35. Схема применения двойного волноводного тройника в качестве моста для измерения полных сопротивлений и проводимостей при сверхвысоких частотах

Перечисленные свойства позволяют сделать вывод, что двойной волноводный тройник подобен обычной мостовой схеме. Использование двойного тройника в качестве моста для измерения сопротивлений на сверхвысоких частотах иллюстрируется рисунком 6.35. Измерительный генератор включен в плече *3*. В плече *4* включен индикатор, указывающий на наличие высокочастотного сигнала в этом плече. Если в плечах *1* и *2* включить две нагрузки, обладающие совершенно одинаковыми характеристиками, то

отраженные от них волны не могут пройти в плечо 4. Индикатор дает при этом нулевое показание.

Наличие сигнала в плече 4 является указанием на неидентичность (разбаланс) нагрузок в плечах 1 и 2. Если одна из нагрузок является эталонной, то легко производить сравнение ее с неизвестной нагрузкой, пользуясь индикатором в плече 4. Функции этого индикатора оказываются, таким образом, сходными с функциями индикатора в диагонали обычной низкочастотной мостовой схемы.

Схема, показанная на рис. 6.35, находит широкое практическое применение, в частности, при «холодных» измерениях в процессе разработки и при промышленном выпуске некоторых типов электровакуумных приборов СВЧ.

Двойные волноводные тройники находят применение в ряде других типов сверхвысокочастотной аппаратуры. К их числу относятся системы стабилизации частоты генераторов СВЧ, регулируемые трансформаторы полных сопротивлений, балансные смесители и др. Некоторые замечания по этому вопросу см. в § 7.8 и 8.10.

§ 6.9. ПРОЧИЕ НЕОДНОРОДНОСТИ В ВОЛНОВОДЕ

Примером неоднородности, имеющей большое практическое значение, является металлический стержень (штырь), введенный в волновод через широкую стенку (рис. 6.36, *а*). Такой штырь

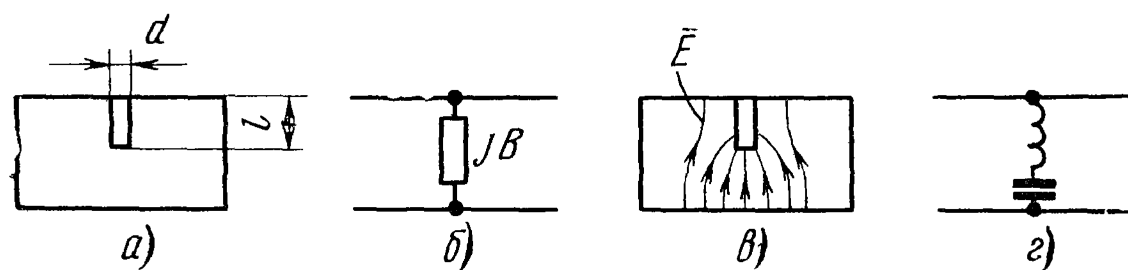


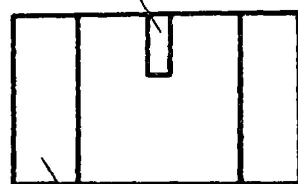
Рис. 6.36. Штырь в прямоугольном волноводе и его эквивалентные схемы

можно представить образованным из смешанного коаксиально-волноводного тройника путем закорачивания коаксиальной линии. С учетом эквивалентной схемы смешанного тройника, имея в виду, что потери в штыре отсутствуют, следует заключить, что эквивалентной схемой штыря является шунтирующая реактивная проводимость, показанная на рис. 6.36, *б*.

Теория показывает, и опыт подтверждает, что при длине штыря $l < \frac{\lambda}{4}$ и его диаметре d, много меньшем $\frac{\lambda}{4}$, реактивная проводимость имеет емкостный характер. Физически существование емкости легко объяснить, рассматривая структуру электрического поля вблизи штыря на рис. 6.36, *в*.

В случае большой длины штыря необходимо учесть его индуктивность. Уточненная эквивалентная схема штыря показана на рис. 6.36, *г*. При длине штыря, близкой к $\frac{\lambda}{4}$, происходит резонанс последовательного типа; волновод оказывается закороченным. Дальнейшее увеличение длины штыря приводит к тому, что его эквивалентная реактивная проводимость приобретает индуктивный характер.

Реактивный штырь находит применение в согласующих устройствах, описываемых в гл. 7 и 8. Далее, комбинируя реактивный штырь с индуктивной диафрагмой, как показано на рис. 6.37, можно получить настраиваемый параллельный контур. Емкость создается штырем, длина которого выбирается менее $\frac{\lambda}{4}$; индуктивность контура создается индуктивной диафрагмой. Такое устройство называется *резонансным зазором*. В отличие от резонансного окна, обладающего примерно такими же свойствами, резонансную длину волны зазора можно легко перестраивать, регулируя глубину погружения штыря в волновод.



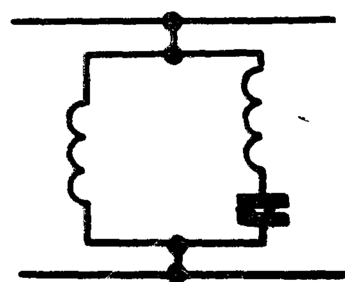
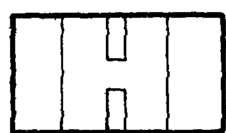
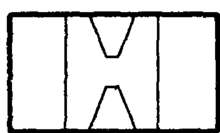


Рис. 6.37. **Устройство и эквивалентная схема резонансного зазора**

Вместо одного штыря в резонансном зазоре часто применяют два симметрично расположенных соосных штыря, общая реактивная проводимость которых имеет емкостный характер (рис. 6.38, *а*). Штырям иногда придают форму усеченных конусов, изображенных на рис. 6.38, *б*. Вместо индуктивных диафрагм могут быть использованы два металлических стержня, расположенные по обе стороны оси волновода, как показано на рис. 6.38, *в*.





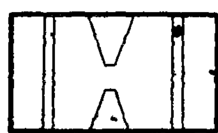




Рис. 6.38. Варианты конструкций резонансных зазоров

Из рис. 6.38, *г* и 6.13, *д* видно, что между резонансным зазором и резонансным окном не существует принципиальных различий. Имеются промежуточные конфигурации, сходные как с резонансным окном, так и с резонансным зазором.

Резонансные зазоры находят большое применение в волноводных полосовых фильтрах. Кроме того, резонансные зазоры применяются в широкополосных разрядниках защиты приемника, где они играют роль чувствительных разрядных промежутков. Высокочастотный разряд, возникающий между концами стержней или конусов, закорачивает зазор и обеспечивает отражение падающей волны. В сравнении с разрядным промежутком, выполненным в виде резонансного окна, резонансный зазор пробивается при значительно меньшей высокочастотной мощности. Это обстоятельство, а также возможность точной настройки на требуемую длину волны делают резонансный зазор необходимой составной частью многих газоразрядных приборов сверхвысоких частот.

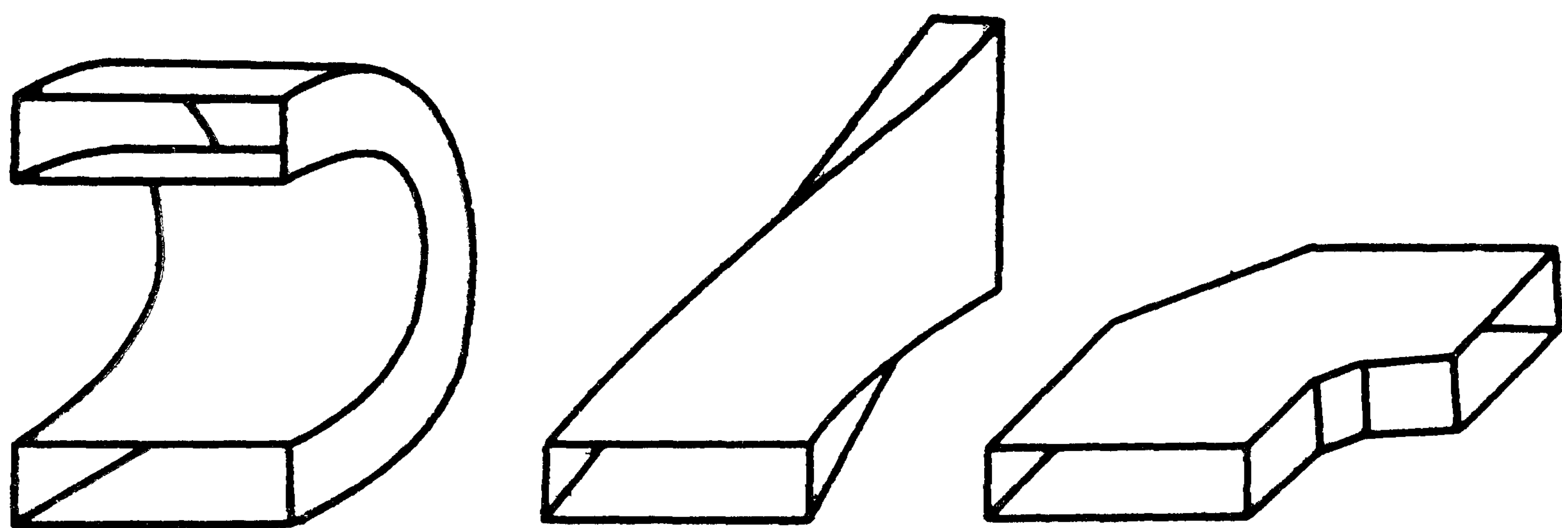


Рис. 6.39. Изгиб в плоскости E, скрученный волновод и волноводный излом в плоскости H

В высокочастотных трактах часто встречаются неоднородности, получающиеся в результате изгиба, скручивания или излома волновода (рис. 6.39). В этих случаях также применимы эквивалентные схемы в виде однородных двухпроводных линий с включенными в них сосредоточенными реактивными сопротивлениями. Обычно требуется так подобрать размеры волновода в области изгиба или излома, чтобы отражение волны от неоднородности было минимальным. Правильнее всего исключить резкие неоднородности и обеспечить плавную деформацию стенок волновода. Так, изгиб с радиусом средней линии порядка 3—5 длин волн в волноводе и более практически не вносит отражения в линию. Для уменьшения габаритов вместо изогнутых волноводов используют изломы, размеры и форма которых подбираются экспериментальным путем. Удается получать изломы, отражение от которых весьма мало в достаточно широком диапазоне волн.

То же самое можно сказать о плавных конических переходах, позволяющих сопрягать волноводы с различными размерами поперечного сечения или, например, прямоугольные волноводы с круглыми волноводами (см. рис. 5.5). Обычно длина таких переходов выбирается достаточно большой, чтобы обеспечить условия,

близкие к условиям распространения волны по однородному регулярному волноводу.

Помимо описанных наиболее часто встречающихся неоднородностей, на практике приходится сталкиваться с другими неоднородностями или с различными комбинациями неоднородностей. К их числу относятся диафрагмы и штыри, расположенные в волноводных тройниках, щели, связывающие различные волноводы, и т. д. Соответствующие эквивалентные схемы и их параметры можно найти в справочной литературе [28].

Проведенное рассмотрение неоднородностей позволяет сделать несколько общих выводов.

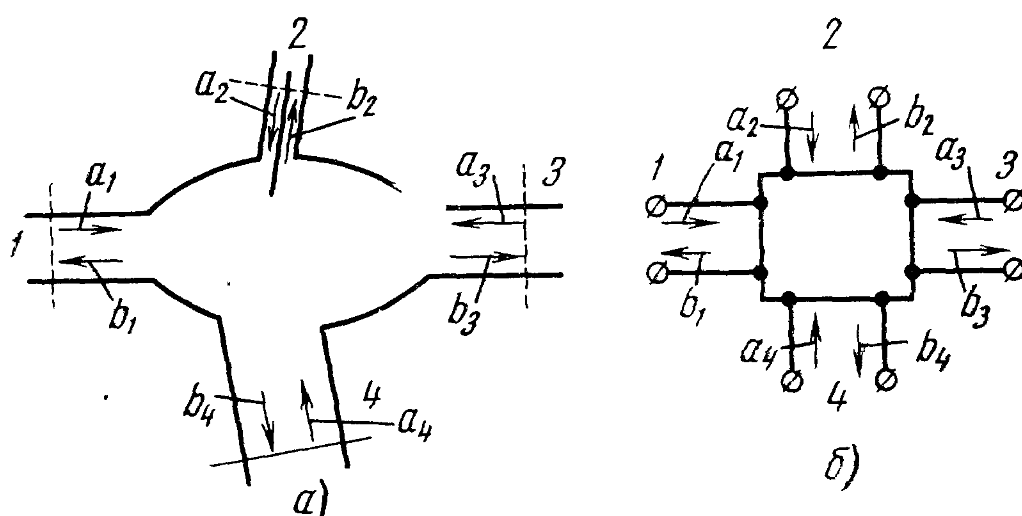


Рис. 6.40. Пример сложной неоднородности (*а*) и ее общая эквивалентная схема для дальней зоны (*б*). Пояснения к обозначениям см. в § 7.8

По отношению к дальней зоне любые неоднородности в передающих линиях СВЧ, не содержащие источников колебаний, могут быть представлены на эквивалентной схеме в виде пассивного $2n$ — полюсника, к которому подходят n двухпроводных передающих линий. Если по волноводам может распространяться волна только одного типа, то, как показано на рис. 6.40, число эквивалентных двухпроводных линий равно числу реально существующих волноводов, соединенных с рассматриваемой неоднородностью.

В наиболее простом и вместе с тем чаще всего встречающемся случае неоднородность не содержит нелинейных или невзаимных элементов. Потерями в стенках неоднородности и волновода можно для простоты пренебречь. Тогда эквивалентная схема многополюсника, изображенная на рис. 6.40, должна содержать линейные чисто реактивные сосредоточенные сопротивления и проводимости.

Метод эквивалентных схем дает особенно хорошие результаты при разработке и расчете разветвленных высокочастотных трактов, содержащих большое число различных неоднородностей. Пользуясь эквивалентными схемами, удается решать такие задачи с помощью матричной алгебры, детально разработанной в теории

цепей. Следует иметь в виду, однако, что при близком взаимном расположении неоднородностей (в пределах ближней зоны, где нельзя пренебречь полями нераспространяющихся высших типов волн) между ними может происходить взаимодействие, не вытекающее из эквивалентной схемы*. Наиболее надежным путем в таких случаях является эксперимент. Некоторые вопросы измерения параметров неоднородностей рассматриваются в гл. 7.

В заключение следует упомянуть об одном интересном методе обнаружения неоднородностей в волноводных линиях, основывающемся на применении весьма коротких зондирующих импульсов. По этому методу в исследуемый волновод подаются высокочастотные сигналы от импульсного генератора, длительность которых составляет несколько наносекунд. По времени прихода отраженных сигналов и по их амплитуде можно визуально судить о расположении и о характере неоднородностей.

Разрешающая способность, т. е. возможность различать две близко расположенные неоднородности, зависит от длительности зондирующего импульса. Полагая для примера групповую скорость в волноводе равной $0{,}8\,c$ (см. § 2.6), нетрудно найти, что при длительности импульса в 2 *нсек* два отраженных импульса начинают сливаться, если расстояние между неоднородностями равно 24 *см*. Этот метод, сходный с обычными методами радиолокации, применяется при исследованиях передающих линий сантиметрового и в особенности миллиметрового диапазонов волн.

---

* Протяженность ближней зоны, где взаимодействие неоднородностей носит сложный характер, на практике можно считать порядка $\lambda_в/4$. Однако структуру поля волны низшего типа можно считать достаточно «чистой» лишь на расстоянии порядка 1—2 длин волн в волноводе от неоднородности.

Глава седьмая

СТОЯЧИЕ ВОЛНЫ И СОГЛАСОВАНИЯ

§ 7.1. КОЭФФИЦИЕНТ ОТРАЖЕНИЯ И СВОЙСТВА СТОЯЧИХ ВОЛН

Волноводные линии, включая волноводы, содержащие неоднородности, могут быть при некоторых ограничениях представлены эквивалентными схемами.

В предыдущей главе были найдены упрощенные эквивалентные схемы в виде последовательных и параллельных соединений, емкостей и индуктивностей, параллельных и последовательных контуров и др. В связи с этим дальнейшее рассмотрение режимов сложных волноводных цепей в дальней зоне можно свести к задаче с двухпроводными линиями и сосредоточенными сопротивлениями или проводимостями.

Теория обычных длинных линий, как и теория линейных цепей с сосредоточенными постоянными, хорошо известна из курса теоретических основ электротехники [1, 2, 3]. Воспользуемся лишь некоторыми положениями этой теории для инженерных расчетов эквивалентных схем в диапазоне СВЧ.

В случае однородной длинной линии без потерь ток и напряжение в каждой точке линии можно представить в виде суммы падающей и отраженной волн:

$$\dot{U} = U_{\text{пад}} + \dot{U}_{\text{отр}}; \quad \dot{I} = \dot{I}_{\text{пад}} + \dot{I}_{\text{отр}},$$

где

$$\dot{I}_{\text{пад}} = \frac{\dot{U}_{\text{пад}}}{Z_c}; \ \dot{I}_{\text{отр}} = -\frac{\dot{U}_{\text{отр}}}{Z_c}.$$

Через Z_c обозначено характеристическое сопротивление рассматриваемой линии.

Эти выражения можно переписать в виде

$$\dot{U} = \dot{U}_{\text{пад}}\left(1 + \frac{\dot{U}_{\text{отр}}}{\dot{U}_{\text{пад}}}\right); \tag{7.1}$$

$$\dot{I} = \frac{\dot{U}_{\text{пад}}}{Z_c}\left(1 - \frac{\dot{U}_{\text{отр}}}{\dot{U}_{\text{пад}}}\right). \tag{7.2}$$

На конце линии, где включено сопротивление нагрузки $Z_н$, напряжение и ток равны

$$\dot U_н = \dot U_{пад.\,н}\left\{1 + \left(\frac{\dot U_{отр}}{\dot U_{пад}}\right)_н\right\};$$

$$\dot I_н = \frac{\dot U_{пад.\,н}}{Z_c}\left\{1 - \left(\frac{\dot U_{отр}}{\dot U_{пад}}\right)_н\right\}.$$

Отношение напряжения отраженной волны к напряжению падающей волны на нагрузке называется коэффициентом отражения* и обозначается буквой Γ. Величина Γ в общем случае является комплексной:

$$\Gamma = \left(\frac{\dot U_{отр}}{\dot U_{пад}}\right)_н. \tag{7.3}$$

Подставляя выражение (7.3) в соотношения (7.1) и (7.2), получаем:

$$\dot U_н = \dot U_{пад.\,н}(1+\Gamma);\ \dot I_н = \frac{\dot U_{пад.\,н}}{Z_c}(1-\Gamma).$$

Деля первое уравнение на второе, получим в левой части сопротивление нагрузки:

$$Z_н = Z_c\,\frac{1+\Gamma}{1-\Gamma},$$

откуда

$$\Gamma = \frac{Z_н - Z_c}{Z_н + Z_c}. \tag{7.4}$$

Уравнение (7.4) играет очень важную роль в расчетах длинных линий.

Выразим напряжение и ток в произвольном сечении линии через напряжение на нагрузке, располагая начало координат z в плоскости нагрузки:

$$\dot U = \dot U_{пад} + \dot U_{отр} = \dot U_{пад.\,н}\,e^{j\beta z} + \dot U_{отр.\,н}\,e^{-j\beta z};$$

$$\dot I = \dot I_{пад} + \dot I_{отр} = \frac{\dot U_{пад.\,н}}{Z_c}\,e^{j\beta z} - \frac{\dot U_{отр.\,н}}{Z_c}\,e^{-j\beta z}$$

* Иногда в литературе используется несколько иное понятие коэффициента отражения, а именно отношение $\dot U_{отр}/\dot U_{пад}$ *в данной точке* линии. Здесь это определение применяться не будет.

или

$$\dot{U} = \dot{U}_{пад}\,(1 + Г e^{-j2\beta z}); \qquad (7.5)$$

$$\dot{I} = \dot{I}_{пад}\,(1 - Г e^{-j2\beta z}). \qquad (7.6)$$

Здесь β, как и в предыдущих разделах,— фазовая постоянная, равная $\frac{2\pi}{\lambda_в}$.

Учитывая комплексный характер коэффициента отражения $Г$, можно представить последний в виде

$$Г = |Г|\, e^{j\varphi}, \qquad (7.7)$$

где в соответствии с выражением (7.3)

$$|Г| = \left|\frac{\dot{U}_{отр.\,н}}{\dot{U}_{пад.\,н}}\right| = \frac{|\dot{U}_{отр}|}{|\dot{U}_{пад}|}. \qquad (7.8)$$

С помощью соотношения (7.7) уравнения (7.5) и (7.6) можно записать иначе:

$$\frac{\dot{U}}{\dot{U}_{пад}} = 1 + |Г|\, e^{j(\varphi - 2\beta z)}; \qquad (7.9)$$

$$\frac{\dot{I}}{\dot{I}_{пад}} = 1 - |Г|\, e^{j(\varphi - 2\beta z)}. \qquad (7.10)$$

Полученные выражения удобно выразить графически на векторной диаграмме, показанной на рис. 7.1. При увеличении z, т. е. при движении вдоль линии от нагрузки к генератору, отрезок $Г$, располагавшийся в сечении нагрузки под углом φ к действительной оси, равномерно вращается *по часовой стрелке* (в отрицательную сторону). Сумма единичного отрезка с вращающимся отрезком $|Г|$ дает отношение напряжения в данной точке линии к напряжению падающей волны, их разность — отношение тока в данной точке к току падающей волны в той же точке. Таким образом, окружности, показанные пунктиром на рис. 7.1, являются геометрическими местами концов векторов напряжения и тока в линии, выраженных в относительных единицах.

Диаграммы напряжения и тока могут быть объединены (см. рис. 7.2). Радиус окружностей, показанных на этом рисунке, изменяется в соответствии с величиной модуля коэффициента отражения $|Г|$. Предельная величина радиуса при пассивной нагрузке равна единице.

Полный оборот по окружности происходит при перемещении вдоль линии на половину длины волны. В самом деле, фазовая постоянная β, входящая в уравнения (7.9) и (7.10), равна в

общем случае $\frac{2\pi}{\lambda_в}$. При изменении z на $\frac{\lambda_в}{2}$ отрезок $|\Gamma|$ поворачивается на 360°, поскольку фаза $(\varphi-2\beta z)$ в соотношениях (7.9) и (7.10) меняется ровно на 2π.

Модули напряжения и тока периодически меняются вдоль линии, образуя стоячую волну. При этом фазовый угол ψ между напряжением и током, показанный на рис. 7.2, изменяется в ограниченных пределах, дважды проходя через нуль на отрезке дли-

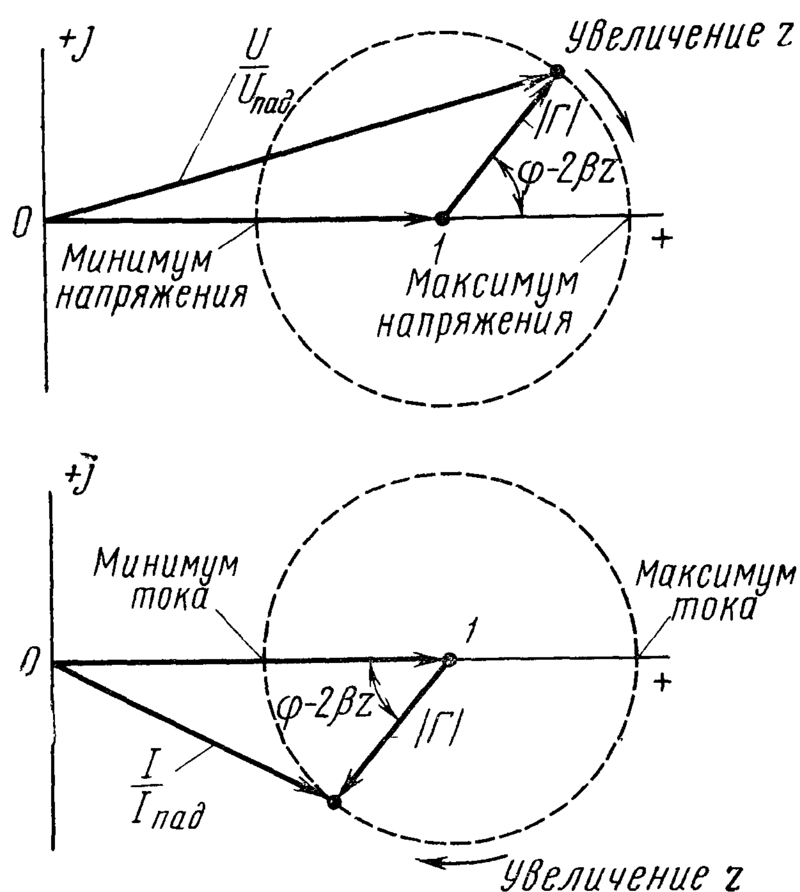


Рис. 7.1. Векторные диаграммы, иллюстрирующие уравнения (7 9) и (7.10)

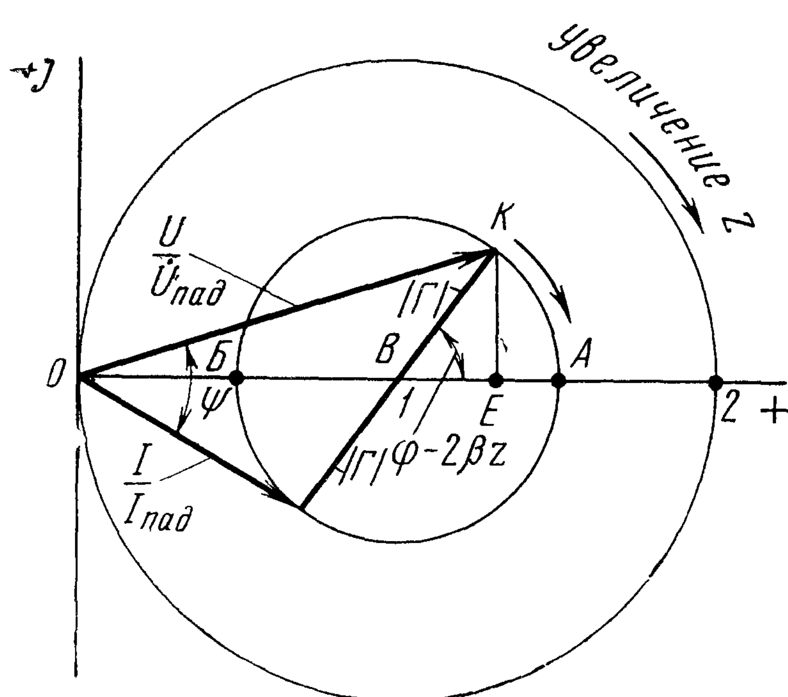


Рис. 7.2. Совмещенная векторная диаграмма напряжения и тока в однородной длинной линии без потерь

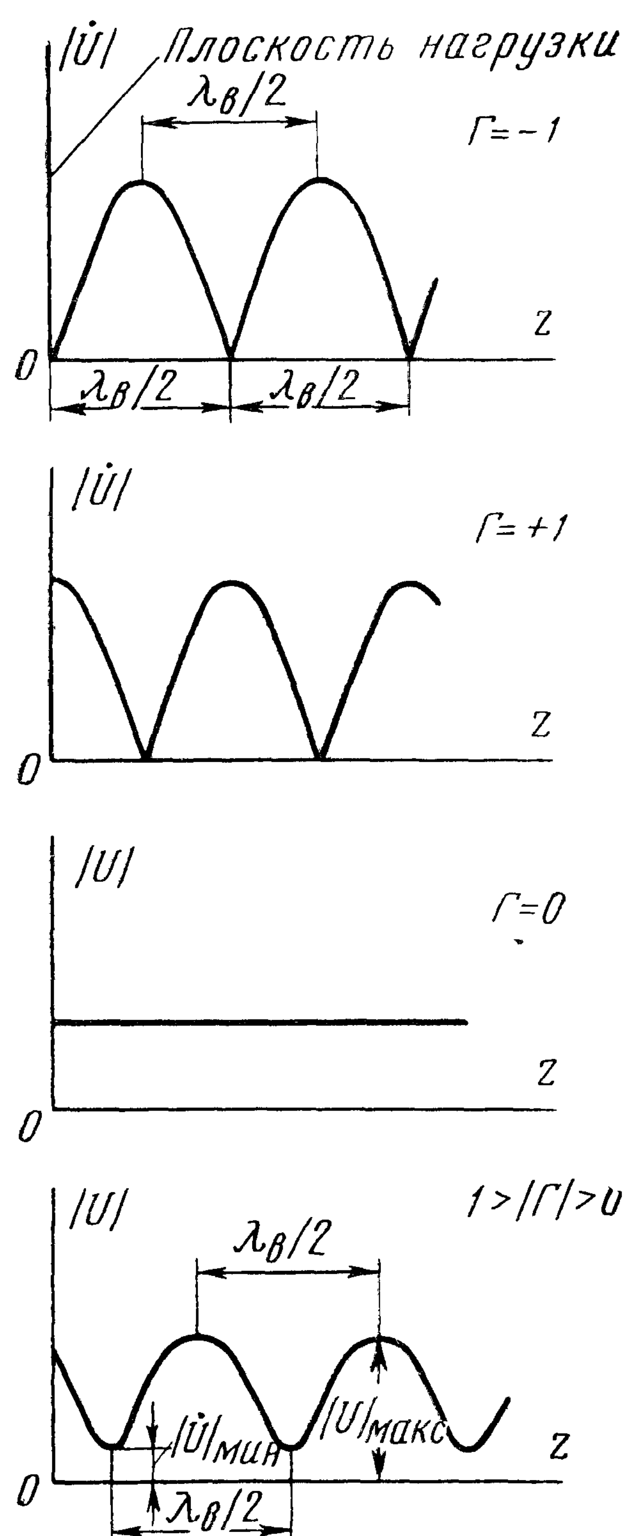


Рис. 7.3. Различные режимы распределения напряжения в передающей линии без потерь, отличающиеся величиной коэффициента отражения

ной $\frac{\lambda_в}{2}$. Из треугольника BEK на рис. 7.2 при произвольном изменении z имеем:

$$BE = |\Gamma| \cos(\varphi - 2\beta z); \quad EK = |\Gamma| \sin(\varphi - 2\beta z).$$

Отсюда, рассматривая треугольник OEK, можно найти отрезок OK, определяющий модуль напряжения в каждом сечении линии:

$$\left| \frac{\dot{U}}{U_{пад}} \right| = \sqrt{1 + 2|\Gamma| \cos(\varphi - 2\beta z) + |\Gamma|^2}. \qquad (7.11)$$

На рис. 7.3 показаны четыре типичные графика распределения напряжения в линии при различной величине Γ, определяемые рис. 7.2 и уравнением (7.11). В случае короткого замыкания линии, т. е. при $Z_н = 0$, коэффициент отражения равен -1. При холостом ходе линии ($Z_н = \infty$) коэффициент Γ равен $+1$. Наконец, при согласовании ($Z_н = Z_c$) отраженная волна отсутствует и $\Gamma = 0$. Под режимом стоячей волны понимают общий случай $|\Gamma| \neq 0$.

Рассмотренная векторная диаграмма, изображенная на рис. 7.1 и 7.2, и уравнение (7.11) позволяют сделать выводы о некоторых существенных свойствах стоячих волн при отсутствии потерь в линии.

1. Расстояние между максимумами стоячей волны (или между минимумами) составляет $\frac{\lambda_в}{2}$. В передающей линии, возбужденной на волне типа ТЕМ, это расстояние при вакуумном наполнении должно составлять $\frac{\lambda}{2}$. На рис. 7.2 максимум напряжения характеризуется точкой A, минимум — точкой $Б$.

2. В точке максимума стоячей волны напряжения имеется минимум стоячей волны тока и, наоборот, в минимуме стоячей волны напряжения существует максимум тока.

3. В максимумах и минимумах стоячей волны ток и напряжение синфазны и, следовательно, входное сопротивление линии в этих точках имеет чисто активный характер.

4. Зависимость $|\dot{U}| = f(z)$ при $|\Gamma| = 1$ на основании выражения (7.11) имеет чисто синусоидальный характер. В общем случае при $|\Gamma| \neq 1$ распределение напряжения и тока вдоль линии отличается от синусоидального.

5. Минимумы стоячей волны напряжения и тока острее, чем максимумы.

Первое свойство позволяет измерять длину λ или $\lambda_в$ путем отсчета расстояния между двумя или тремя соседними минимумами стоячей волны, созданной в линии с помощью короткозамыкающего поршня. Четвертое свойство используется при градуировке измерительных линий, рассматриваемой в § 7.2. Другие свойства стоячих волн также находят существенное применение в расчетах и при практической работе с длинными линиями и волноводами.

§ 7.2. КОЭФФИЦИЕНТ СТОЯЧЕЙ ВОЛНЫ

Режим передающей линии характеризуется коэффициентом отражения Γ, определяемым уравнением (7.4). Практическое измерение величины Γ или ее модуля $|\Gamma|$, однако, встречает некоторые трудности, так как для этого необходимо физически «разделить» падающую и отраженную волны. О возможности такого разделения см. § 8.8.

Более доступна для измерения другая величина, также характеризующая стоячую волну в линии. Такой величиной может являться отношение высокочастотного напряжения в максимуме к напряжению в минимуме стоячей волны (см. последний график на рис. 7.3). Это отношение, обозначаемое в дальнейшем буквой ρ' принято называть *коэффициентом стоячей волны* или сокращенно КСВ. Чтобы подчеркнуть, что измеряемой величиной является напряжение, иногда пользуются сокращенной записью в виде КСВН, тогда

$$\rho = \text{КСВН} = \frac{|\dot{U}|_{\text{макс}}}{|\dot{U}|_{\text{мин}}}. \tag{7.12}$$

Для упрощения записи в этом выражении часто опускают знак модуля:

$$\rho = \frac{U_{\text{макс}}}{U_{\text{мин}}}. \tag{7.12, а}$$

В волноводах величина КСВ определяется через напряженности электрического поля в максимуме и в минимуме стоячей волны:

$$\rho = \frac{E_{\text{макс}}}{E_{\text{мин}}}. \tag{7.12, б}$$

Связь КСВ с модулем коэффициента отражения $|\Gamma|$ можно найти, пользуясь уравнениями напряжения в линии. В максимуме стоячей волны векторы падающей и отраженной волн напряжения синфазны, поэтому

$$|\dot{U}|_{\text{макс}} = |\dot{U}_{\text{пад}}| + |\dot{U}_{\text{отр}}|.$$

Напряжение в минимуме стоячей волны

$$|\dot{U}|_{\text{мин}} = |\dot{U}_{\text{пад}}| - |\dot{U}_{\text{отр}}|.$$

Подставляя эти выражения в (7.12) и учитывая (7.8), имеем:

$$\rho = \frac{1+|\Gamma|}{1-|\Gamma|}. \tag{7.13}$$

Последнее уравнение приходится очень часто применять на практике. Так, из него можно определить $|\Gamma|$:

$$|\Gamma| = \frac{\rho - 1}{\rho + 1}. \qquad (7.14)$$

Поскольку величина $|\Gamma|$ может изменяться в пределах от нуля до единицы, пределами изменения ρ являются 1 и ∞. Полному отражению от нагрузки соответствует бесконечно большой КСВ. Режим идеального согласования с нагрузкой характеризуется величиной КСВ, равной единице.

Подчеркнем, что КСВ, как и $|\Gamma|$, для данной линии при заданной частоте определяется из выражений (7.13) и (7.4) полным входным сопротивлением нагрузки и не зависит от полного сопротивления генератора. Под сопротивлениями генератора и нагрузки в общем случае следует понимать входные сопротивления в сторону генератора и нагрузки по отношению к рассматриваемому сечению передающей линии.

Понятие КСВ очень широко применяется в технике сверхвысоких частот. Величиной КСВ пользуются для оценки качества аппаратуры, для оценки эффективности работы установок, для выражения ряда параметров электровакуумных приборов СВЧ и т. д.

Иногда вместо коэффициента стоячей волны вводят понятие *коэффициента бегущей волны* (сокращенно КБВ). Под КБВ подразумевают величину, обратную КСВ:

$$\text{КБВ} = \frac{|\dot{U}|_{\text{мин}}}{|\dot{U}|_{\text{макс}}} = \frac{1}{\rho}; \quad \text{КБВ} = \frac{1 - |\Gamma|}{1 + |\Gamma|}. \qquad (7.15)$$

Диапазон физически возможных значений КБВ лежит между нулем и единицей.

Для того чтобы характеризовать степень согласования, можно пользоваться как понятием КСВ, так и понятием КБВ. В дальнейшем изложении предпочтение будем отдавать коэффициенту стоячей волны.

Измерение КСВ может быть произведено непосредственно путем перемещения вдоль линии идеального высокочастотного вольтметра или прибора, показания которого связаны с высокочастотным напряжением в данном сечении линии (рис. 7.4). Существенно, чтобы измерительный прибор не вносил искажений в распределение поля вдоль линии.

Отрезок линии, по которому передвигается вольтметр (индикаторное устройство), называется *измерительной линией.* В случае коаксиальных и волноводных систем измерительные линии снабжают зондом, перемещаемым вдоль щели, как показано на рис. 7.5, *а*, *б*. Зонд располагается вдоль электрических силовых линий

и ответвляет небольшую часть высокочастотной мощности — порядка 1—2% от мощности, передаваемой по линии в режиме бегущей волны. Если в прямоугольном волноводе возбуждена волна типа H_{10}, то продольная щель должна располагаться в середине широкой стенки, где поперечные токи равны нулю.

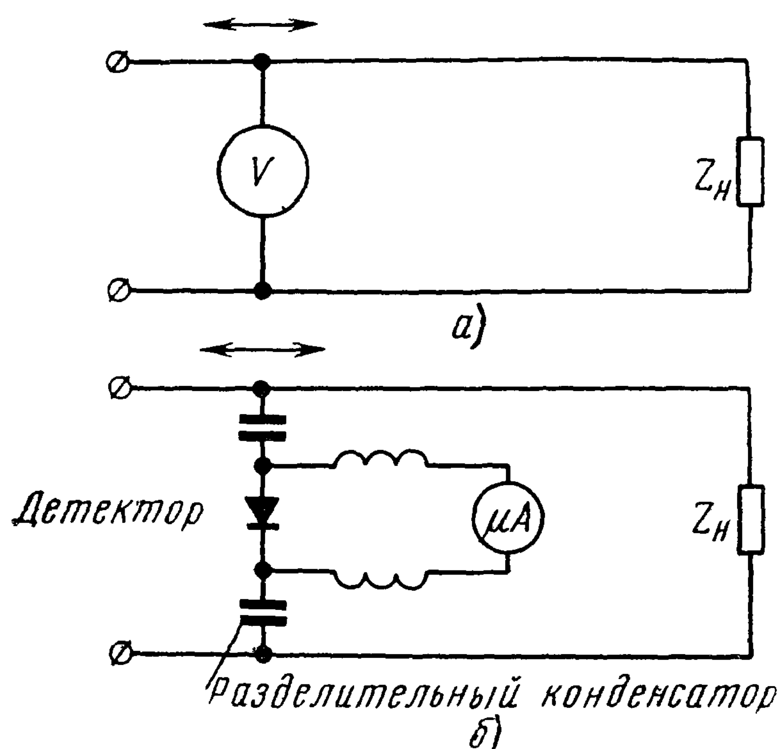


Рис. 7.4. Принцип измерения коэффициента стоячей волны в двухпроводной линии при помощи передвижного идеального СВЧ вольтметра (*а*) и один из возможных вариантов схемы индикатора с применением кристаллического детектора (*б*)

Эквивалентная схема измерительной волноводной линии совпадает с рис. 7.4, *а*. Зонд вместе со вспомогательной коаксиальной линией образует смешанный тройник, эквивалентной схемой которого является параллельное включение.

Для детектирования СВЧ сигнала, снимаемого с зонда, в измерительных линиях обычно применяют кристаллические детекторы (СВЧ диоды). Принципиальная схема включения детектора сводится к простейшему однополупериодному выпрямителю.

Некоторые способы включения кристаллического детектора при коаксиальном устройстве головки измерительной линии показаны на рис. 7.6. Блокировочные конденсаторы, изображенные на этом рисунке, включены иначе, чем на рис. 7.4, *б*. Реально применяемые конструкции измерительных линий описываются в § 8.7.

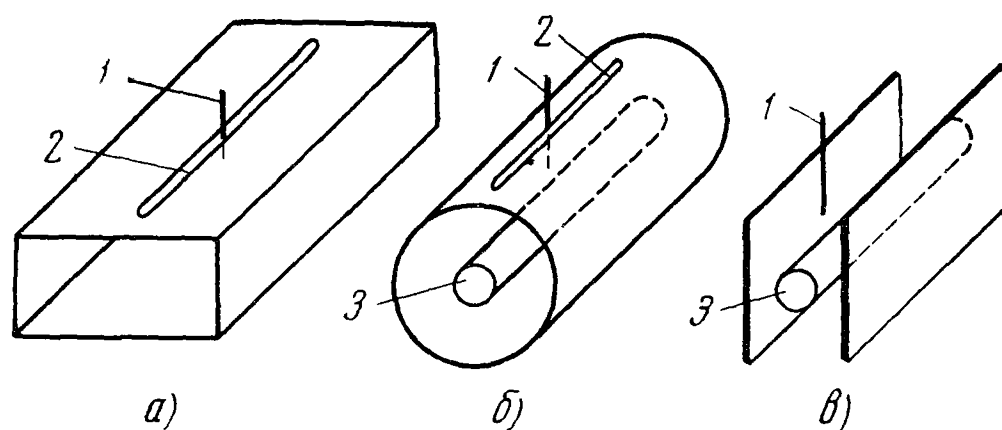


Рис. 7.5. Передвижной зонд для измерения КСВ в волноводной (*а*), коаксиальной (*б*) и плоскостной (*в*) передающих линиях

1 — зонд; 2 — продольная щель; 3 — внутренний проводник коаксиальной или плоскостной линии

Устройство кристаллических детекторов диапазона СВЧ показано на рис. 7.7. Детектор имеет фиксированный контакт между кристаллом полупроводника (кремнием или германием) и острием тонкой металлической проволоки. Конструкция детектора облегчает включение его в высокочастотную аппаратуру.

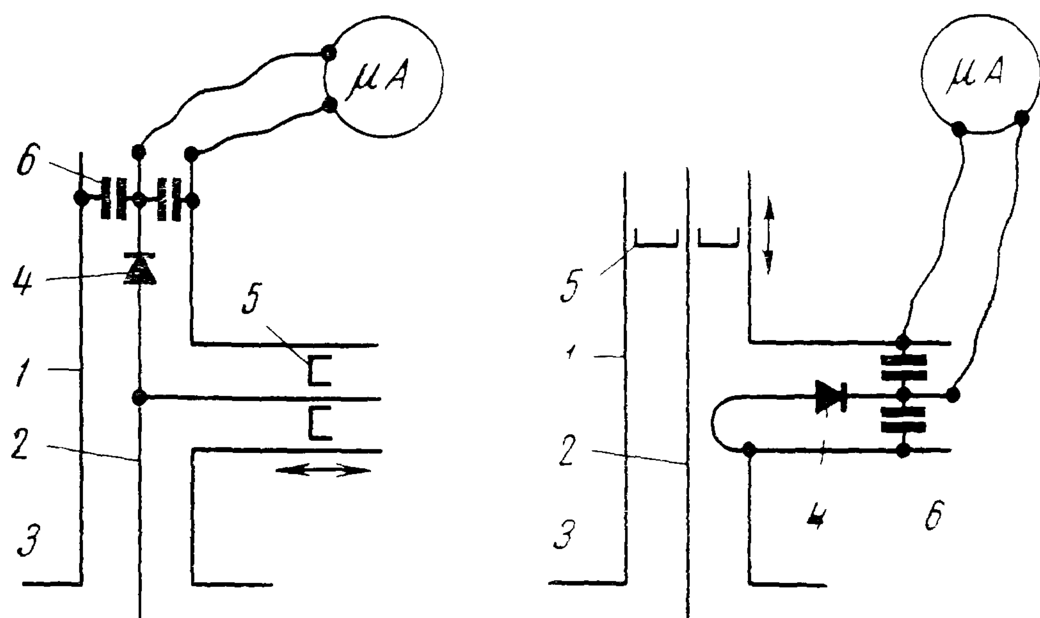


Рис. 7.6. Включение кристаллического детектора в передвижных головках измерительных линий

1 — наружный проводник вспомогательной коаксиальной линии, 2 — внутренний проводник коаксиальной линии, переходящий в зонд, 3 — основание передвижной каретки, 4 — кристаллический детектор, 5 — короткозамыкающие поршни, 6 — блокировочные конденсаторы

При передвижении зонда с кристаллическим детектором вдоль измерительной линии непосредственно измеряется не высокочастотное напряжение и не напряженность высокочастотного поля, а выпрямленный ток детектора. Зависимость между током детектора $I_{дет}$ и приложенным высокочастотным напряжением $|U|$ не является линейной. Обычно

$$I_{дет} = k\,|U|^m, \qquad (7.16)$$

где k и m — параметры, зависящие от свойств детектора и режима его работы, в первую очередь — от величины $|\dot{U}|$. Поэтому для измерения КСВ при помощи индикатора с кристаллическим детектором необходимо сначала проградуировать все устройство в единицах высокочастотного напряжения.

Использовать для градуировки какой-либо первичный эталон напряжения не удается, так как вольтметры, способные работать в сантиметровом и миллиметровом диапазонах волн, практически отсутствуют. Однако измерения напряжения в вольтах в данном случае не требуется, поскольку в выражение КСВ входит лишь отношение напряжений.

Для градуировки индикатора пользуются следующим приемом. Закорачивают выход измерительной линии и снимают зависимость

показаний индикаторного прибора от перемещения зонда вдоль линии $I_{дет} = f(z)$. В силу четвертого свойства стоячих волн (см. предыдущий параграф) величина высокочастотного напряжения может быть представлена в относительных единицах:

$$|\dot{U}| = \left| \sin \frac{2\pi (z - z_{мин})}{\lambda_в} \right|, \qquad (7.17)$$

где $z_{мин}$ — координата минимума стоячей волны. Если рассматриваемая линия не имеет дисперсии, то вместо $\lambda_в$ в выражении (7.17) следует подставить длину волны λ.

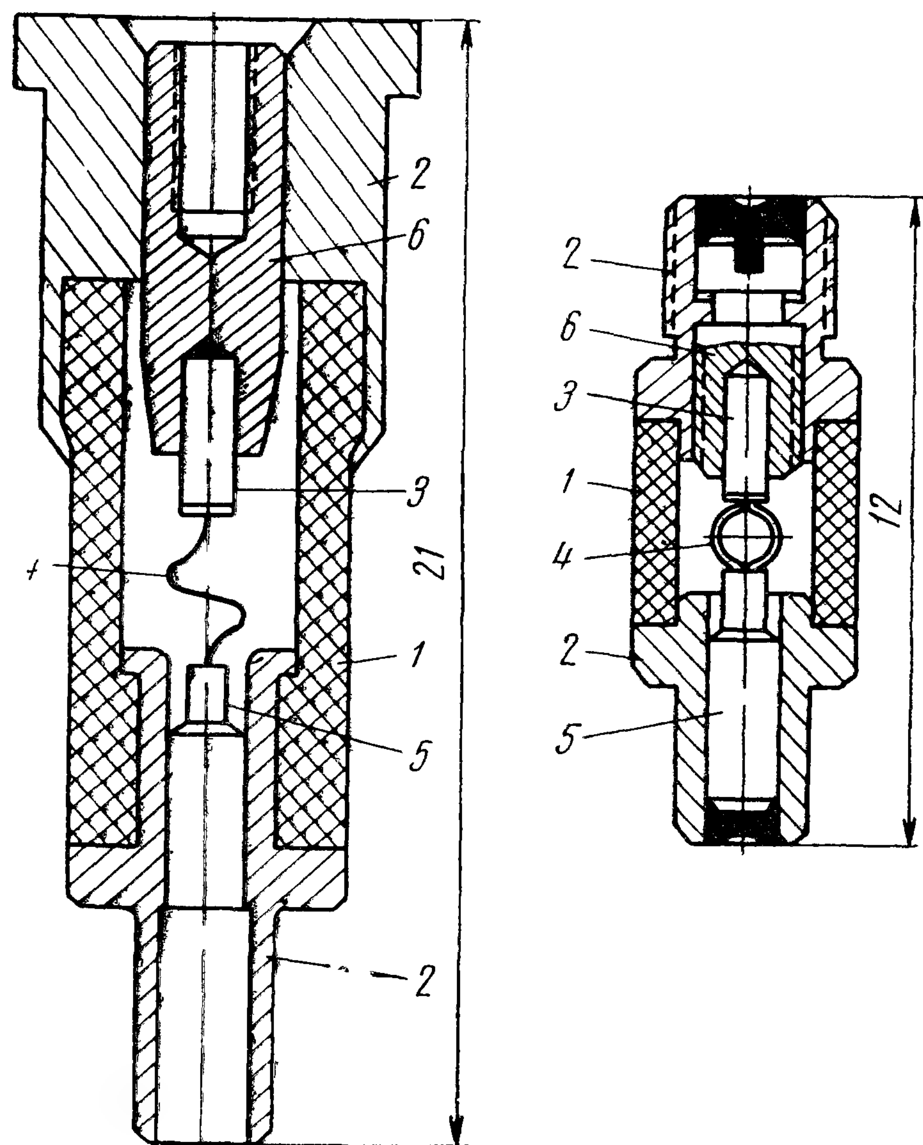


Рис. 7.7. Устройство двух типичных кристаллических детекторов сантиметрового диапазона

1 — керамический корпус, 2 — латунные головки патрона, 3 — графитовый стержень с кристаллом кремния; 4 — контактная пружина (молибден); 5 — штифт нижний, 6 — штифт верхний

Таким образом, для значений z, при которых производились реальные измерения тока детектора $I_{дет}$, могут быть вычислены соответствующие значения напряжения $|\dot{U}|$. Длина волны $\lambda_в$ или λ, необходимая для расчета, измеряется при помощи той же измерительной линии, как удвоенное расстояние между соседними минимумами стоячей волны. С целью повышения точности отсчета положения минимумов следует пользоваться методом «вилки», находя точки по обе стороны от минимума, где показания индикатора оказываются одинаковыми.

Сравнивая экспериментальные значения $I_{дет}$ и теоретически вычисленные напряжения $|\dot{U}|$, получают график, примерный вид которого показан на рис. 7.8. Пользуясь этим графиком, можно для измеренных значений $I_{дет}$ в максимуме и в минимуме стоячей волны найти высокочастотные напряжения $|U|_{макс}$ и $|U|_{мин}$ в относительных единицах и далее вычислить величину КСВ.

Необходимость предварительной градуировки измерительной линии осложняет процесс измерения КСВ. Однако на практике ее

удается избежать, исходя из следующих соображений. Из теории детектирования известно, что при малых значениях переменного напряжения всякий детектор имеет характеристику $I_{дет} = f(|\dot{U}|)$, приближающуюся к параболе. Соответствующий режим принято называть квадратичным детектированием, а детектор — квадратичным детектором. Тогда уравнение (7.16) приобретает вид

$$I_{дет} = k|\dot{U}|^2. \quad (7.18)$$

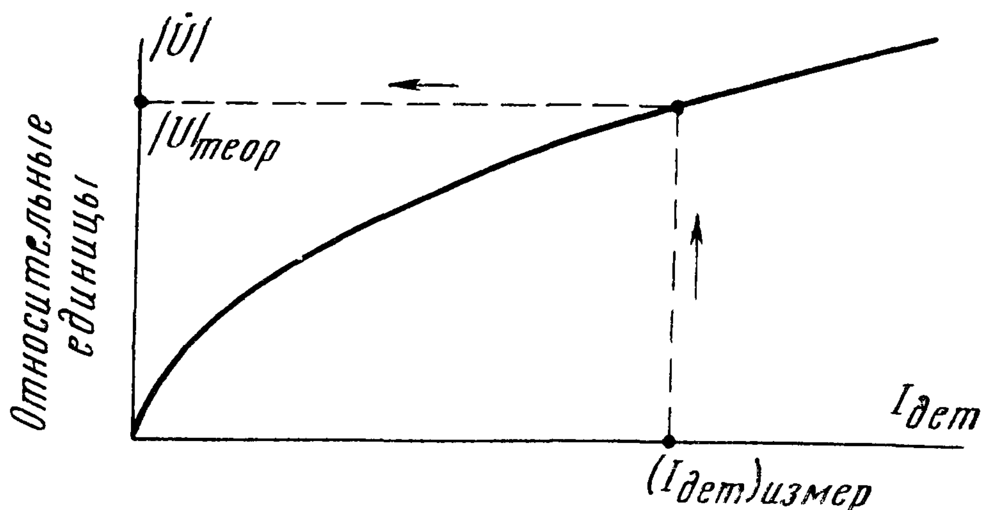


Рис. 7.8. Вид простейшей градуировочной кривой измерительной линии. Пунктиром показан отсчет $|U|$ по измеренному выпрямленному току детектора

В максимуме и в минимуме стоячей волны условие (7.18) дает:

$$I_{дет.\,макс} = k|\dot{U}|^2_{макс};$$

$$I_{дет.\,мин} = k|\dot{U}|^2_{мин},$$

откуда

$$\rho = \sqrt{\frac{I_{дет.\,макс}}{I_{дет.\,мин}}}. \quad (7.19)$$

Опыт показывает, что для современных стандартных кристаллических детекторов выражение (7.18) оказывается справедливым при выпрямленных токах примерно менее 20 *мка*. Таким образом, если ток детектора в максимуме стоячей волны не превышает указанной величины, то градуировка измерительной линии не нужна и можно пользоваться уравнением (7.19). Это условие практически всегда удовлетворяется, если в качестве индикатора используется микроамперметр с пределами шкалы от 1 до 20 *мка* или чувствительный низкочастотный измерительный усилитель (прибор типа У2-1А или 28-ИМ). В последнем случае СВЧ генератор, питающий измерительную установку, должен работать в режиме низкочастотной амплитудной модуляции.

В случаях, когда ток детектора превышает приблизительно 20 *мка*, для точных измерений КСВ следует производить описанную выше градуировку. Тогда выражение (7.19) можно использовать только для приближенной оценки КСВ, причем ошибка в вычислении будет всегда направлена в сторону занижения КСВ.

Свойства кристаллических детекторов подвержены изменениям, поэтому градуировочная кривая детектора должна регулярно (не реже двух раз в год) сниматься заново.

Описанный метод пригоден при измерении коэффициента стоячей волны, не превышающего $\approx 20-30$. При более высоких значениях КСВ отбор высокочастотной мощности на зонд оказывает сильное влияние на отсчет поля в максимуме стоячей волны. Измеряемый КСВ может сильно занижаться даже при условии правильной градуировки детектора и при наличии подходящего многопредельного индикаторного устройства, обеспечивающего требуемый диапазон отсчета выпрямленного тока детектора $I_{дет}$.

От этого недостатка свободен метод, основанный на измерениях поля вблизи минимума стоячей волны.

Рассмотрим снова уравнение (7.11), определяющее распределение напряжения вдоль линии. Пользуясь этим выражением, можно связать величину КСВ с шириной узла стоячей волны напряжения. Обозначим через m отношение напряжения $|\dot{U}|$ к напряжению в минимуме стоячей волны (см. рис. 7.9):

$$m = \frac{|\dot{U}|}{|\dot{U}|_{мин}}. \tag{7.20}$$

Учитывая, что $|\dot{U}|_{мин} = |\dot{U}_{пад}| \cdot (1 - |\Gamma|)$, получаем:

$$m = \frac{\sqrt{1 + 2|\Gamma|\cos(\varphi - 2\beta z) + |\Gamma|^2}}{1 - |\Gamma|}.$$

Выразим величину $|\Gamma|$ в последнем уравнении через коэффициент стоячей волны ρ, тогда после ряда преобразований

$$\rho = \frac{\sqrt{m^2 - \cos^2 \frac{2\pi(z - z_{мин})}{\lambda_в}}}{\sin \frac{2\pi(z - z_{мин})}{\lambda_в}},$$

где $z_{мин}$ — координата минимума стоячей волны напряжения.

Обозначим через Δz ширину узла стоячей волны, как показано на рис. 7.9:

$$\Delta z = 2\,(z - z_{мин}).$$

В результате уравнение для определения КСВ по ширине узла Δz приобретает вид

$$\rho = \sqrt{\frac{m^2 - 1}{\sin^2 \frac{\pi \Delta z}{\lambda_в}} + 1}. \tag{7.21}$$

Величиной m, определяемой из выражения (7.20), можно задаться, исходя из удобства измерений. При квадратичном детекторе удобно положить $m = \sqrt{2}$. Тогда ширина узла Δz определяется точками, где показания индикатора ровно в 2 раза (т. е. на 3 *дб*) превышают показания в минимуме стоячей волны.

Для измерения больших значений КСВ необходимо обеспечивать высокую точность отсчета положения зонда в измерительной линии. Приведем пример. При $\rho = 50$ на частоте 9375 *Мгц* ($\lambda = 3{,}2$ *см*) в волноводе сечением 10×23 *мм* ширина узла по уровню $m = \sqrt{2}$ составляет всего 0,27 *мм*. Механизм перемещения зонда должен быть снабжен микрометрическим отсчетом.

Рассмотрим еще один часто встречающийся случай, когда требуется определить величину КСВ линейного, пассивного, обратимого четырехполюсника без потерь, включенного в рассечку передающей линии СВЧ. К числу таких четырехполюсников относятся, например, волноводные изломы, диафрагмы и различные переходы, в том числе коаксиально-волноводный переход, и другие возбуждающие устройства.

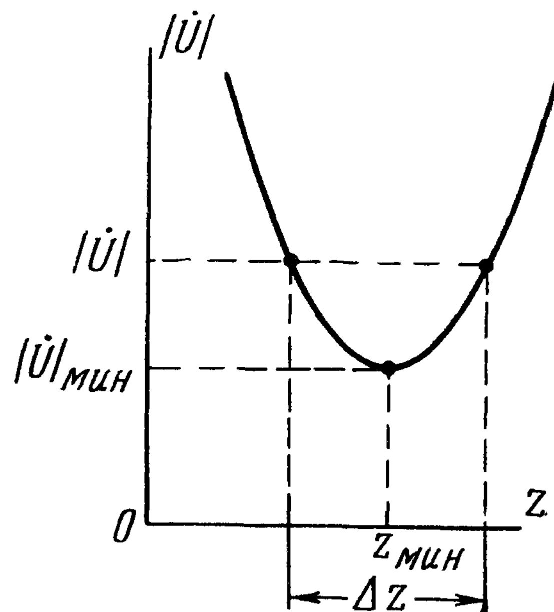


Рис. 7.9. К измерению КСВ по ширине узла стоячей волны

Наиболее очевидный способ измерений заключается в следующем. На выходе исследуемого четырехполюсника включают эталонную согласованную нагрузку, а измерительную линию с передвижным зондом располагают между генератором и четырехполюсником. Тем самым задача сводится к измерению КСВ обычного двухполюсника. Однако при этом в наличии должна иметься хорошо согласованная нагрузка для линии, следующей за четырехполюсником. Если эта линия не является стандартной, положение усложняется, так как для выполнения измерений необходимо сначала разработать соответствующую нагрузку.

Отмеченные трудности полностью исключаются, если использовать оригинальный метод, получивший название метода S-кривых. По этому методу в выходной линии располагается не согласованная нагрузка, а передвижной короткозамыкающий поршень. Между измерительным генератором и четырехполюсником включается измерительная линия с передвижным зондом, как показано на рис. 7.10. В общем случае характери-

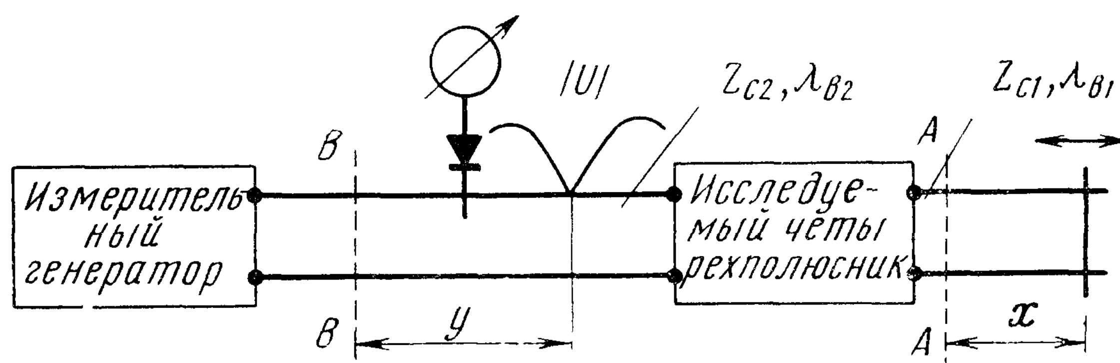
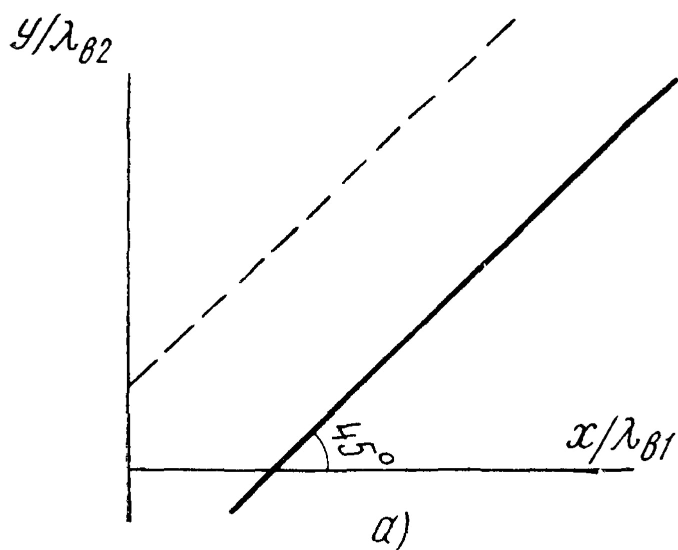


Рис. 7.10. К измерению КСВ линейного пассивного четырехполюсника без потерь по методу S-кривых

стические сопротивления Z_{c1}, Z_{c2} и длины волн $\lambda_{в1}$, $\lambda_{в2}$ в выходной и входной линиях могут быть различными (при одной и той же рабочей частоте).

При включении в выходной линии короткозамыкающего поршня и при отсутствии потерь во всем тракте устанавливается чисто стоячая волна с бесконечно большим КСВ. Выберем две произвольные плоскости AA и BB, как показано на рис. 7.10, и будем отсчитывать от этих плоскостей положение поршня x и положение узла стоячей волны напряжения y.

Общий вид получаемой кривой изображен на рис. 7.11. Вместо величин x и y по осям координат для универсальности отложены отношения $x/\lambda_{в1}$ и $y/\lambda_{в2}$. Кривая имеет вид буквы S с периодом, равным 0,5 по обеим осям. В случае, когда неоднородность между плоскостями AA и BB отсут-



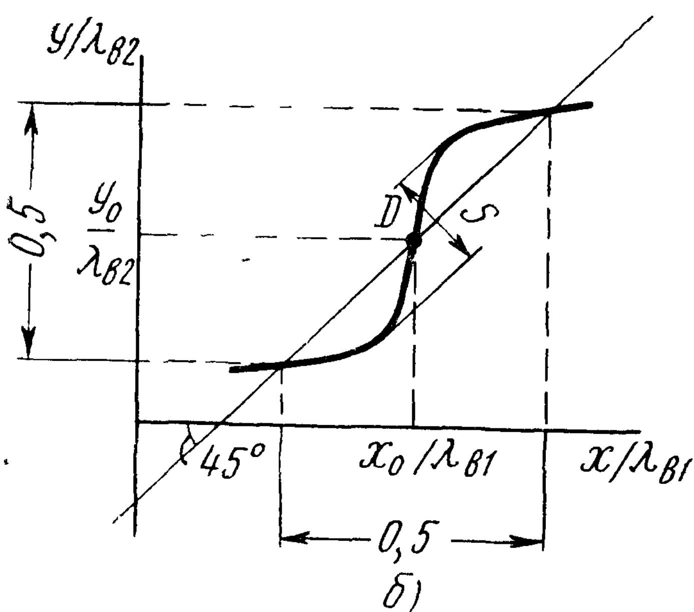


Рис. 7.11. Зависимость положения минимума стоячей волны во входной линии от положения поршня в выходной линии для схемы, показанной на рис. 7.10

а — случай отсутствия неоднородности между сечениями *АА* и *ВВ*; *б* — реально наблюдаемая *S*-кривая при наличии четырехполюсника

ствует, *S*-кривая превращается в прямую, наклоненную к оси абсцисс под углом 45°. Смещение прямой, показанное пунктиром на рис. 7.11, *а*, определяется выбором начальных плоскостей *АА* и *ВВ*.

Можно доказать, что схема, изображенная на рис. 7.10, сводится к идеальному двухобмоточному трансформатору, входные и выходные зажимы которого находятся в сечениях с координатами x_0 и y_0. Величина КСВ во входной линии, которая имелась бы при замене поршня идеальной согласованной нагрузкой, связана с «размахом» *S*-кривой уравнением

$$\rho = \mathrm{ctg}^2\left(\frac{\pi}{4} - \frac{\pi s}{\sqrt{2}}\right). \qquad (7.22)$$

Параметр s и, в случае необходимости, координаты x_0 и y_0 могут быть получены из экспериментально снятой *S*-кривой, как показано на рис. 7.11, *б*.

Метод *S*-кривых можно распространить и на более сложные системы, сводящиеся к эквивалентным схемам шестиполюсников и восьмиполюсников.

Измерение КСВ с помощью передвижного поршня более трудоемко, чем в случае, когда на выходе четырехполюсника включена согласованная нагрузка. Тем не менее, в ряде случаев, в том числе при «холодных» измерениях с выводами энергии электровакуумных приборов СВЧ, метод *S*-кривых успешно применяется в лабораторной практике. Особенно хорошие результаты метод *S*-кривых дает при измерении малых значений КСВ, соизмеримых с величиной КСВ имеющейся согласованной нагрузки.

§ 7.3. КРУГОВАЯ ДИАГРАММА ПОЛНЫХ СОПРОТИВЛЕНИЙ И ПРОВОДИМОСТЕЙ ПЕРЕДАЮЩИХ ЛИНИЙ В ПОЛЯРНОЙ СИСТЕМЕ КООРДИНАТ

При расчетах передающих линий СВЧ часто приходится определять входное сопротивление линии, нагруженной на известное сопротивление, либо производить другие сходные вычисления. В принципе для таких вычислений можно использовать уравнение (1.1).

Расчеты могут быть чрезвычайно упрощены, если воспользоваться специальным типом круговых диаграмм (номограмм).

Одним из первых подобные диаграммы предложил советский инженер А. Р. Вольперт. Создание круговых диаграмм для передающих линий СВЧ связывают также с именем Смита.

Для обоснования принципов построения круговой диаграммы рассмотрим уже обсуждавшуюся векторную диаграмму токов и напряжений в передающей линии без потерь. Диаграмма воспроизведена с дополнительными пояснениями на рис. 7.12.

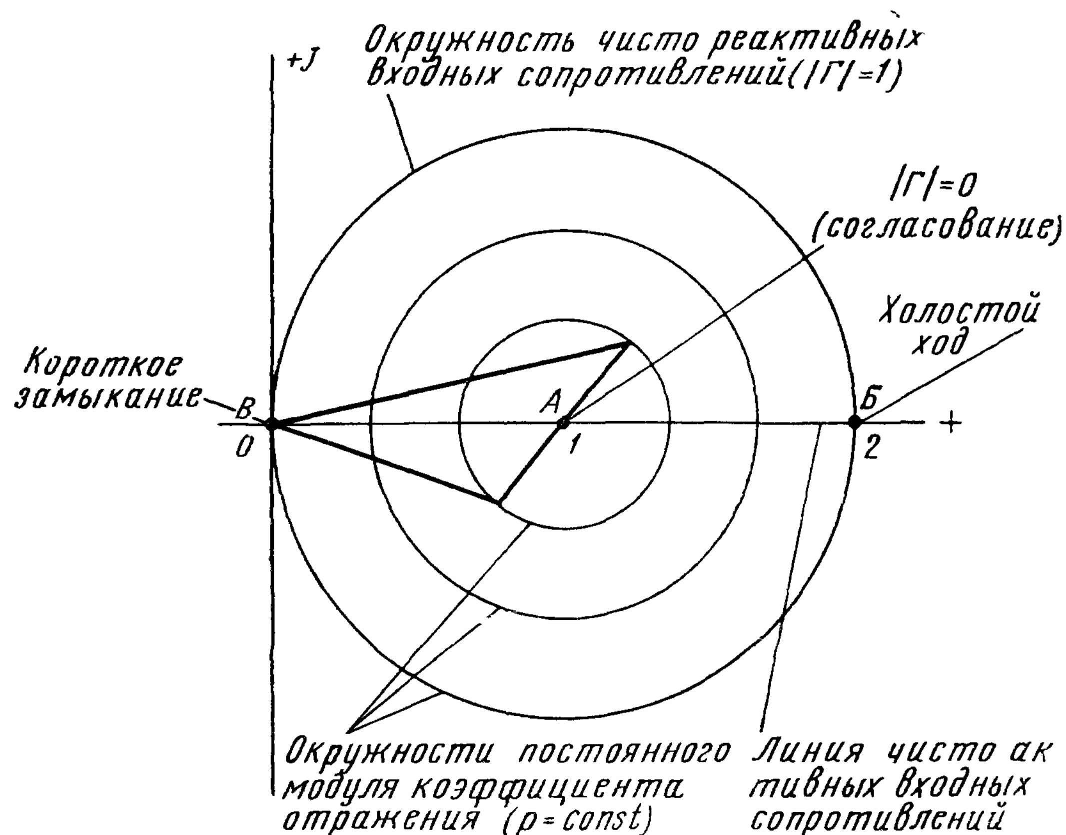


Рис. 7.12. Характерные точки на векторной диаграмме напряжений и токов для передающей линии без потерь

В пределах плоскости большого круга этой диаграммы с единичным радиусом укладываются все физически возможные режимы работы длинной линии при пассивной нагрузке. Каждой точке соответствует вполне определенное значение входного сопротивления в данном сечении линии. Рассмотрим наиболее характерные точки и геометрические места точек на плоскости указанного круга.

Точка A, имеющая координаты $(1+j0)$, соответствует $|\Gamma|=0$, т. е. режиму согласования, когда $\rho=1$. Точка $Б$ с координатой $(2+j0)$ характеризуется синфазным сложением падающей и отраженной волн напряжения при $|\Gamma|=1$. Ток в соответствующем сечении линии равен нулю. Следовательно, точка $Б$ отвечает режиму холостого хода или бесконечно большому входному сопротивлению. Наконец, в точке $В$, находящейся в начале координат, векторы напряжения падающей и отраженной волн противофазны при $|\Gamma|=1$. Это соответствует режиму короткого замыкания в данном сечении линии.

Прямая $БВ$, соединяющая точки холостого хода и короткого замыкания, является геометрическим местом точек, где ток и

напряжение синфазны. Следовательно, прямая *БВ* является геометрическим местом чисто активных входных сопротивлений, изменяющихся от нуля (точка *В*) до бесконечности (точка *Б*).

Согласно доказанным свойствам стоячих волн, на отрезке *АБ* располагаются входные сопротивления в минимумах стоячей волны напряжения, а на отрезке *АБ* — входные сопротивления в максимумах стоячей волны. Величина сопротивлений в максимумах и минимумах стоячей волны напряжения находится из следующих выражений:

$$R_{\text{мин}} = \frac{|\dot{U}|_{\text{мин}}}{|\dot{I}|_{\text{макс}}};\ R_{\text{макс}} = \frac{|\dot{U}|_{\text{макс}}}{|\dot{I}|_{\text{мин}}}.$$

Учитывая, что

$$|\dot{U}|_{\text{мин}} = |\dot{U}_{\text{пад}}| - |\dot{U}_{\text{отр}}|;\ |\dot{I}|_{\text{мин}} = \frac{|\dot{U}_{\text{пад}}|}{Z_c} - \frac{|\dot{U}_{\text{отр}}|}{Z_c};$$

$$\dot{U}|_{\text{макс}} = |\dot{U}_{\text{пад}}| + |\dot{U}_{\text{отр}}|;\ |\dot{I}|_{\text{макс}} = \frac{|\dot{U}_{\text{пад}}|}{Z_c} + \frac{|\dot{U}_{\text{отр}}|}{Z_c},$$

получаем:

$$R_{\text{мин}} = \frac{Z_c}{\rho}; \tag{7.23}$$

$$R_{\text{макс}} = Z_c\rho. \tag{7.24}$$

Большая окружность единичного радиуса с центром в точке *А* на рис. 7.12 соответствует случаю $|\Gamma| = 1$. Теоретически по уравнению (7.4) равенство единице модуля коэффициента отражения возможно либо при коротком замыкании, либо при холостом ходе линии, или при чисто реактивной нагрузке. Поскольку точки холостого хода и короткого замыкания найдены, заключаем, что рассматриваемая окружность является геометрическим местом чисто реактивных входных сопротивлений линии. Верхняя полуплоскость на рис. 7.12 соответствует положительным, т. е. индуктивным сопротивлениям, нижняя — отрицательным (емкостным) сопротивлениям. Для подтверждения этого достаточно вспомнить выражение (1.2) для входного сопротивления короткозамкнутой линии.

Окружности с центром в точке *А* являются линиями постоянного модуля коэффициента отражения $|\Gamma|$ или, что то же, линиями постоянного КСВ. Величина радиуса численно равна $|\Gamma|$. Перемещению вдоль оси передающей линии на равные отрезки соответствует перемещение на диаграмме по окружности постоянного КСВ на равные углы. Полный оборот по диаграмме совершается при перемещении вдоль линии на $\frac{\lambda_{\text{в}}}{2}$ или, в случае линии без дисперсии, на $\frac{\lambda}{2}$.

Нанесем на комплексной плоскости большого круга сетку кривых постоянных активных входных сопротивлений $R=\text{const}$ и постоянных реактивных входных сопротивлений $X=\text{const}$. Эта сетка представляет собой два семейства взаимно ортогональных окружностей, как показано на рис. 7.13. Окружности $R=\text{const}$

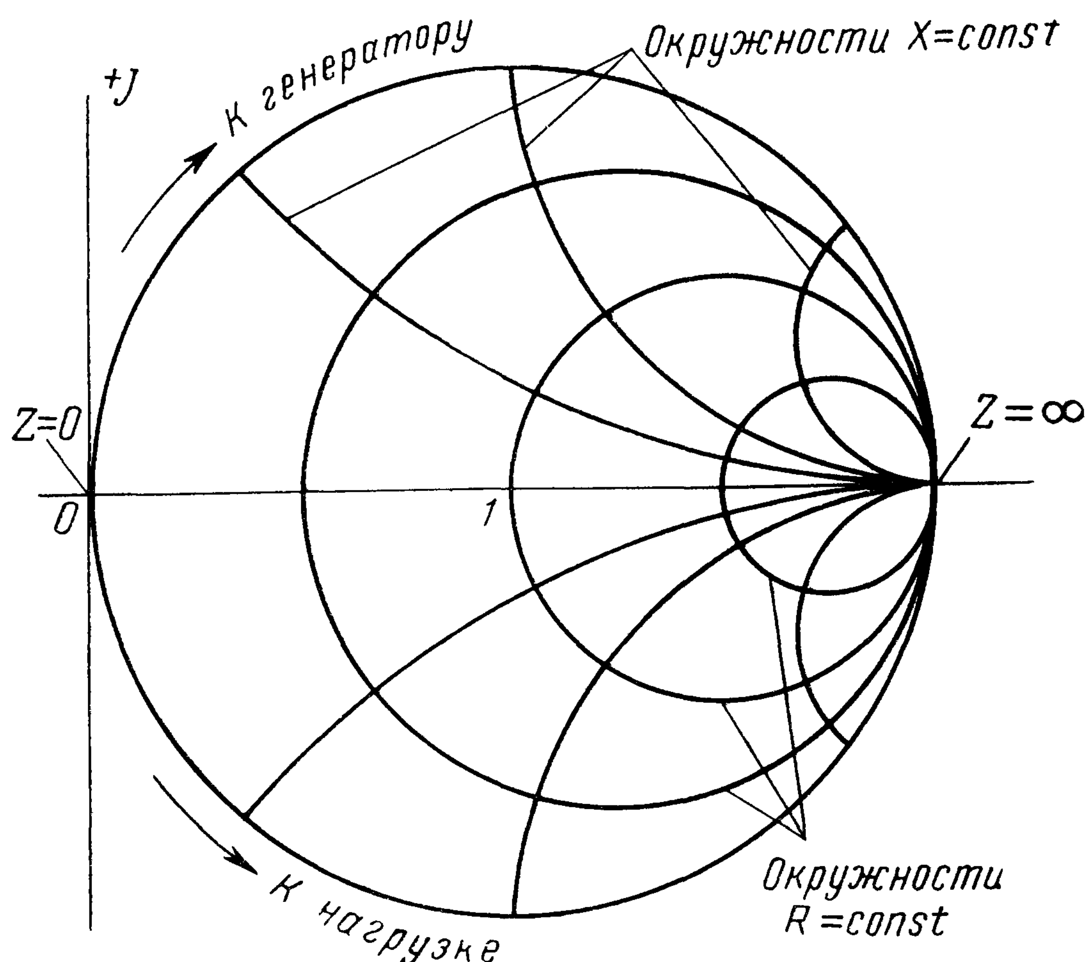


Рис. 7.13. Окружности постоянных активных и реактивных сопротивлений на круговой диаграмме

имеют одну общую касательную в точке с координатами по напряжению $(2+j0)$, где входное сопротивление передающей линии стремится к бесконечности. Центры окружностей $R=\text{const}$ расположены на действительной оси, в то время как центры окружностей $X=\text{const}$ лежат на прямой, параллельной мнимой оси и также проходящей через точку холостого хода линии.

После того как сетка линий $R=\text{const}$ и $X=\text{const}$ нанесена на плоскость векторной диаграммы, величины напряжений и токов можно из рассмотрения исключить и вести анализ целиком в терминах полных сопротивлений.

Для доказательства свойств окружностей $R=\text{const}$ и $X=\text{const}$, рассмотрим снова выражение комплексного коэффициента отражения Γ. Будем выражать все сопротивления, в том числе и сопротивление нагрузки $Z_н$, в относительных единицах по отношению к характеристическому сопротивлению Z_c:

$$Z_н = R_н + jX_н; \quad \frac{Z_н}{Z_c} = \frac{R_н}{Z_c} + j\,\frac{X_н}{Z_c}.$$

Характеристическое сопротивление передающей линии в относительных единицах $Z_c=1$. Сопротивление нагрузки в относительных единицах будем здесь для простоты записывать без индексов:

$$Z = R + jX \text{ (отн. ед.).} \tag{7.25}$$

Тогда из выражения (7.4) коэффициент отражения

$$\Gamma = \frac{Z-1}{Z+1}. \tag{7.26}$$

Представим коэффициент отражения в комплексной форме:

$$\Gamma = \Gamma' + j\Gamma''$$

и найдем величины Γ' и Γ'' из уравнений (7.25) и (7.26). Очевидные преобразования дают:

$$\Gamma' = \frac{R^2 - 1 + X^2}{(R+1)^2 + X^2}; \quad \Gamma'' = \frac{2X}{(R+1)^2 + X^2}.$$

Исключим из этих выражений сначала R, а потом X. После нескольких искусственных преобразований можно получить:

$$\left(\Gamma' - \frac{R}{R+1}\right)^2 + (\Gamma'')^2 = \frac{1}{(R+1)^2}; \tag{7.27}$$

$$(\Gamma' - 1)^2 + \left(\Gamma'' - \frac{1}{X}\right)^2 = \frac{1}{X^2}. \tag{7.28}$$

Найденные выражения являются уравнениями окружностей на комплексной плоскости $\Gamma=\Gamma'+j\Gamma''$. Параметром в первом уравнении является активное сопротивление R, во втором — реактивное сопротивление X. Этим доказано, что линии постоянных R и X являются окружностями.

Координаты центров окружностей $R=\text{const}$ согласно выражению (7.27) равны

$$\Gamma' = \frac{R}{R+1}; \ \Gamma'' = 0.$$

Радиус окружностей $R=\text{const}$ оказывается равным $\frac{1}{R+1}$.

Окружности $X=\text{const}$ согласно соотношению (7.28) имеют координаты центров

$$\Gamma' = 1; \ \Gamma'' = \frac{1}{X}$$

и радиус $\frac{1}{X}$.

Пользуясь этими уравнениями, можно рассчитать и построить сетку окружностей $R=\text{const}$ и $X=\text{const}$, показанных на рис. 7.13.

Сетку окружностей $\rho=\text{const}$ на круговой диаграмме либо вовсе не проводят, либо наносят в виде пунктира. В соответствии с соотношениями (7.23) и (7.24) окружности $\rho=\text{const}$ пересекают действительную ось в точках, через которые проходят окружности $R=\text{const}$, причем в относительных единицах $R=\rho$ или $R=\frac{1}{\rho}$.

Таким образом, для нахождения окружности заданного КСВ необходимо найти соответствующую окружность $R=\mathrm{const}$, после чего провести из центра диаграммы окружность, касательную к окружности постоянного активного сопротивления. Последнее обстоятельство играет важную роль и упрощает практическую работу с круговой диаграммой.

За начало отсчета углов обычно принимают точку $R=X=0$, т. е. минимум стоячей волны напряжения. Шкалу углов наносят вне большой окружности. Углы выражают не в градусах, а в виде отношения длины линии l к длине волны в данной линии $\lambda_в$, т. е. в единицах $\frac{l}{\lambda_в}$ или, соответственно, $\frac{l}{\lambda}$.

Увеличению расстояния рассматриваемого сечения от нагрузки соответствует движение по окружности $\rho=\mathrm{const}$ в направлении по часовой стрелке. Поэтому на диаграмме полных сопротивлений обычно делают надписи «к генератору» и «к нагрузке», соответствующие отрицательному и положительному направлениям отсчета углов. Во избежание ошибок при использовании этих надписей следует всегда помнить физический смысл движения по окружности $\rho=\mathrm{const}$, связывая его с исходной векторной диаграммой токов и напряжений в передающей линии.

Поскольку токи и напряжения из непосредственного рассмотрения выпадают, оси прямоугольных координат, показанные на рис. 7.12 и 7.13, опускают. Отсчет производят в полярной системе координат $|\Gamma|$ и $\frac{l}{\lambda_в}$. В связи с этим рассмотренная диаграмма полных сопротивлений носит название *круговой диаграммы в полярной системе координат.*

В окончательном виде полярная диаграмма полных сопротивлений передающих линий показана на рис. 7.14 (см. вклейку стр. 200—201). Эта диаграмма является универсальной и пригодна для расчетов любых передающих линий в пределах применимости понятия характеристического сопротивления, если линия возбуждена на волне одного типа. Для удобства работы с диаграммой последняя иногда снабжается прозрачным движком, вращающимся относительно центра диаграммы.

Координатная сетка диаграммы, показанная на рис. 7.14, может быть применена для изображения не только полных сопротивлений линии, но и полных проводимостей в относительных единицах:

$$Y=\frac{1}{Z}=G+jB, \tag{7.29}$$

где

$$G=\frac{R}{R^2+X^2}; \tag{7.30}$$

$$B=-\frac{X}{R^2+X^2}. \tag{7.31}$$

Доказательство применимости диаграммы в терминах полных проводимостей может быть проведено с помощью теории функций комплексного переменного, поскольку преобразование типа (7.29) относится к числу конформных. Простые соображения по этому вопросу будут приведены в § 7.4.

При пользовании полярной диаграммой в терминах проводимостей остаются в силе все без исключения числовые обозначения, имеющиеся на диаграмме сопротивлений. Меняется только физический смысл характерных точек. Точка *Б* на рис. 7.12 означает теперь не режим холостого хода, а режим короткого замыкания. Наоборот, точка *В* соответствует теперь холостому ходу ($Y=0$). Минимумам стоячей волны напряжения соответствует отрезок *АБ*. Верхняя полуплоскость на рис. 7.12 соответствует по-прежнему положительной реактивности, но уже не индуктивности, а емкости и т. д.

Помимо круговой диаграммы в полярной системе координат, существуют другие типы диаграмм полных сопротивлений и проводимостей передающих линий. Чаще других из их числа применяется диаграмма в прямоугольной системе координат, являющаяся отображением полярной диаграммы на комплексную плоскость $R+jX$ или $G+jB$.

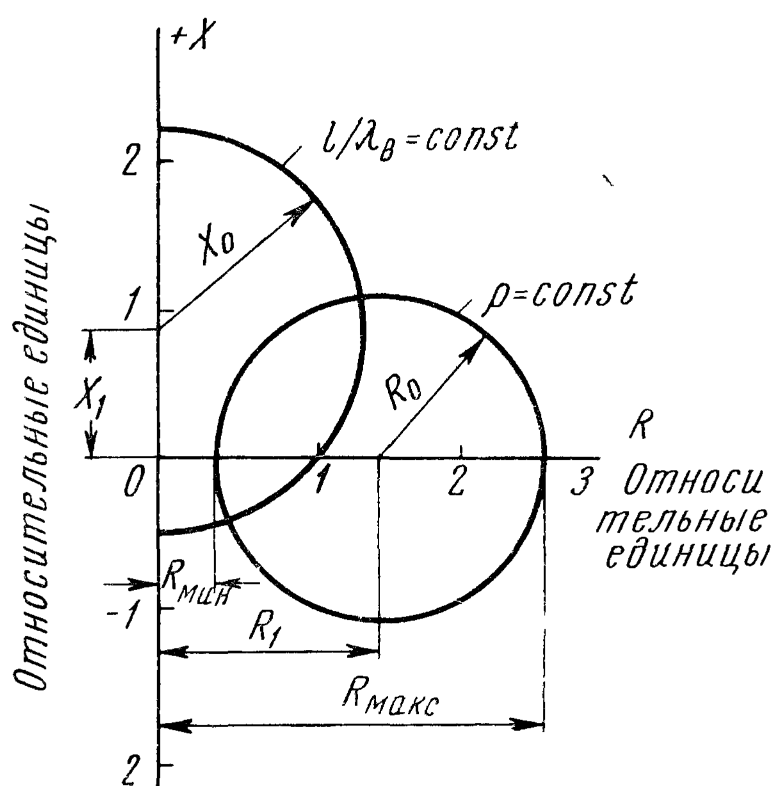


Рис. 7.15. Окружности постоянных значений КСВ и постоянной фазы на плоскости полных сопротивлений в прямоугольной системе координат

Принцип построения этой диаграммы в терминах сопротивлений показан на рис. 7.15. Координаты активных и реактивных сопротивлений R и X отложены соответственно по осям абсцисс и ординат. Линии постоянных значений КСВ и постоянной фазы $\frac{l}{\lambda_в}$ представляют собой два взаимно ортогональных семейства окружностей.

Радиус R_0 окружностей постоянного КСВ определяется в относительных единицах из полученных ранее условий (7.23) и (7.24):

$$R_0 = \frac{\rho^2 - 1}{2\rho}.$$

Центры окружностей $\rho = \mathrm{const}$ лежат на действительной оси в точках с координатой R_1, равной

$$R_1 = \frac{1}{2}\left(\rho + \frac{1}{\rho}\right) = \frac{\rho^2 + 1}{2\rho}$$

Центры окружностей постоянной фазы лежат на мнимой оси в точках с координатой

$$X_1 = -\operatorname{ctg}\frac{4\pi l}{\lambda_в},$$

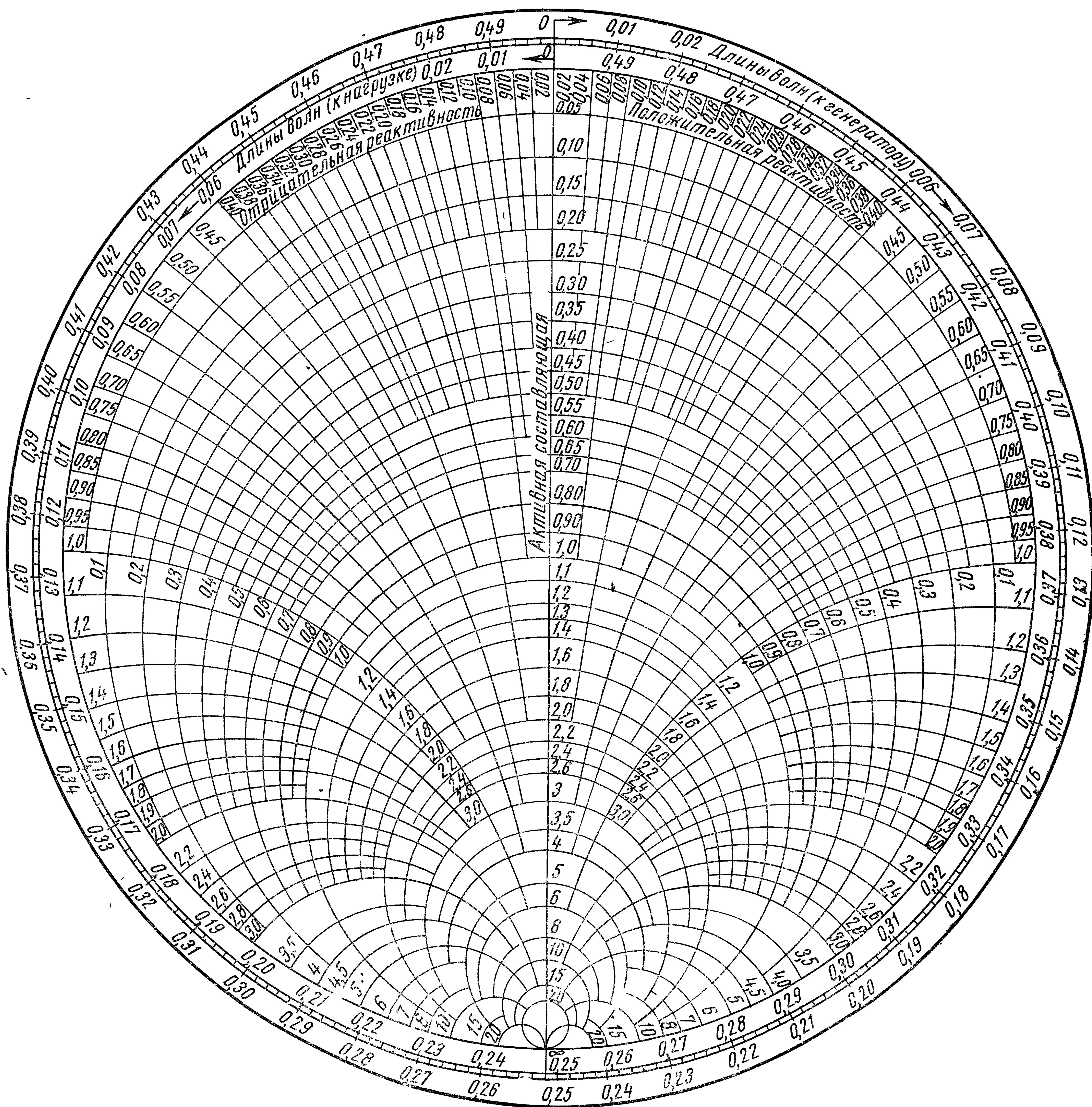


Рис. 7.14. Круговая диаграмма полных сопротивлений и проводимостей в полярной системе координат

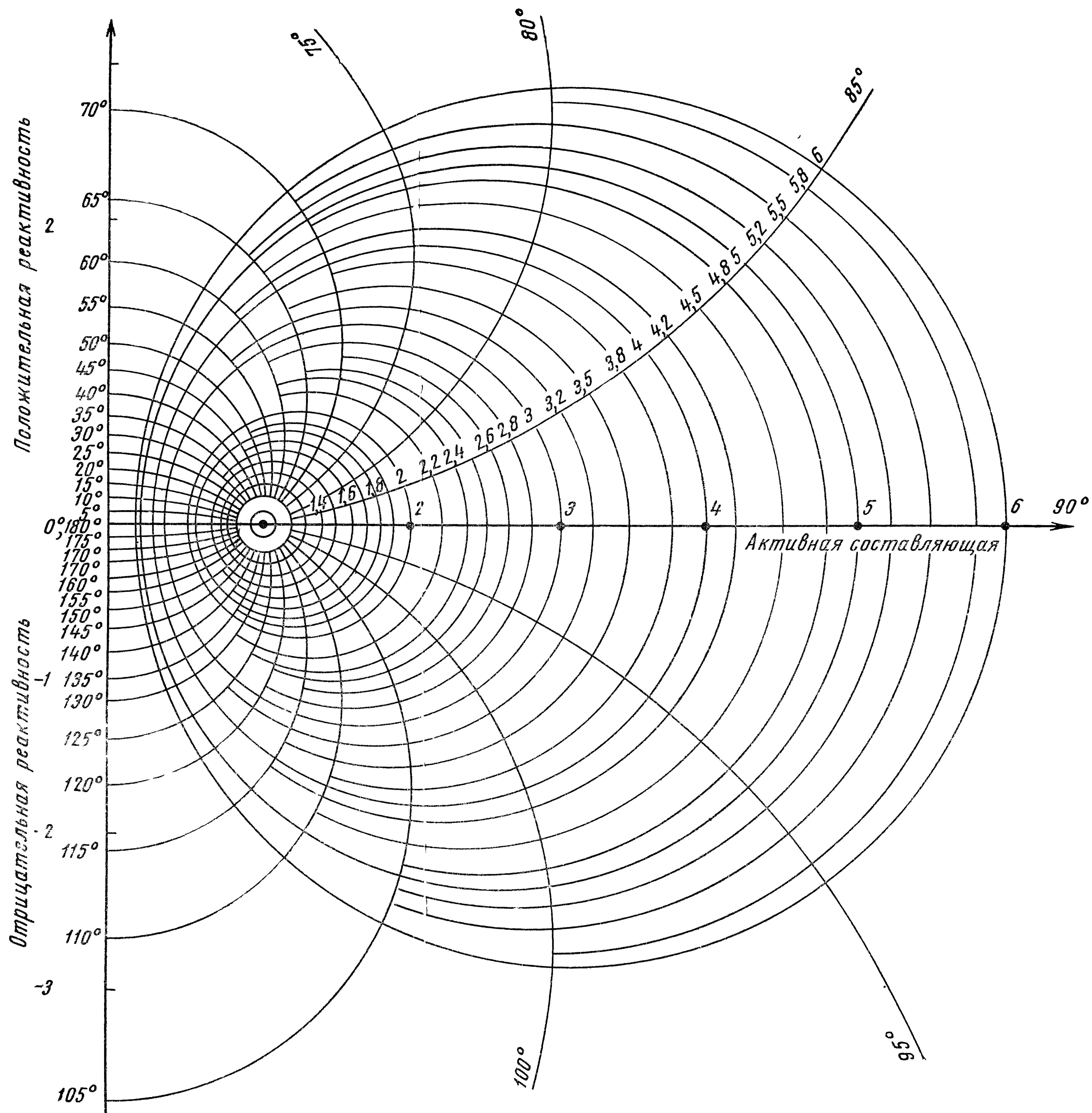


Рис. 7.16. Круговая диаграмма полных сопротивлений и проводимостей в прямоугольной системе координат

где l — расстояние от нагрузки до рассматриваемого сечения линии. Радиус X_0 окружностей $\frac{l}{\lambda_в}$ = const оказывается равным

$$X_0 = \left| \csc \frac{4\pi l}{\lambda_в} \right|.$$

Линии R = const и X = const на диаграмме в прямоугольной системе координат имеют вид параллельных горизонтальных и вертикальных прямых. Сетка прямых постоянных активных и реактивных сопротивлений на плоскость диаграммы для простоты не наносится.

Диаграмма полных сопротивлений в прямоугольной системе координат, построенная по указанным выше соотношениям, приведена на рис. 7.16 (см. вклейку стр. 200—201). Подобно диаграмме в полярных координатах, эта круговая диаграмма может с одинаковым успехом применяться в терминах полных проводимостей. По оси абсцисс в таком случае должна откладываться активная проводимость G, а по оси ординат — реактивная проводимость jB в относительных единицах (по отношению к характеристической проводимости линии, принимаемой за единицу).

§ 7.4. ОСНОВНЫЕ ПРИМЕНЕНИЯ КРУГОВЫХ ДИАГРАММ

Рассмотрим примеры применения круговых диаграмм для решения простейших задач, возникающих при работе с передающими линиями СВЧ. Для краткости ограничимся здесь расчетами с помощью круговых диаграмм в полярной системе координат.

а. Отображение заданного сопротивления на плоскости круговой диаграммы и нахождение КСВ

Простейшей манипуляцией с круговыми диаграммами является нахождение на диаграмме точки, соответствующей заданной нагрузке. Пусть, например, известно сопротивление нагрузки $Z_н = 50 + j30$ *ом*, включенной на конце коаксиальной линии с волновым сопротивлением $Z_c = 75$ *ом*. Поскольку диаграмма построена в относительных единицах, делим сопротивление нагрузки на волновое сопротивление линии:

$$Z_н = \frac{50}{75} + j\frac{30}{75} = 0{,}67 + j\,0{,}40 \text{ отн. ед.}$$

Найдем на полярной диаграмме окружность активного сопротивления, обозначенную цифрой 0,67 (при необходимости следует воспользоваться интерполяцией). Далее найдем окружность реактивного сопротивления, обозначенную цифрой 0,40 и лежащую в положительной полуплоскости диаграммы, как показано на рис. 7.17. Точка пересечения найденных окружностей R = const и X = const соответствует отображению данной нагрузки на круговой диаграмме.

Одновременно определяется величина КСВ в линии при рассматриваемой нагрузке· Для нахождения величины КСВ достаточно провести из центра диаграммы через полученную точку окружность до пересечения с прямой $X=0$. Величина активного сопротивления в двух точках пересечения численно равна величине КСВ и величине КБВ. В данном случае $\rho=1{,}86$.

Очевидно, что величину КСВ можно вычислить по уравнениям (7.13) и (7.4), не прибегая к круговой диаграмме. Однако такой расчет требует значительно больше времени, чем нахождение КСВ графическим методом. Точность, обеспечиваемая круговой диаграммой, вполне достаточна для большинства практически встречающихся случаев.

Рассмотрим второй пример. На рис. 7.18, *а* изображен волновод с включенной в него индуктивной диафрагмой; на конце волновода расположена идеально согласованная нагрузка. Соответствующая эквивалентная схема имеет вид, показанный на рис. 7.18, *б*. Поскольку реактивная проводимость диафрагмы jB и активная (единичная) проводимость нагрузки включены параллельно друг другу, целесообразно решать задачу в терминах полных проводимостей. Полагая для примера $B=-2$ (отн. ед.), получаем отображение суммарной проводимости $Y_{\text{полн}}$ на сетке диаграммы, как показано ориентировочно на рис. 7.18, *в*. Величина КСВ в волноводе перед диафрагмой оказывается равной 5,8.

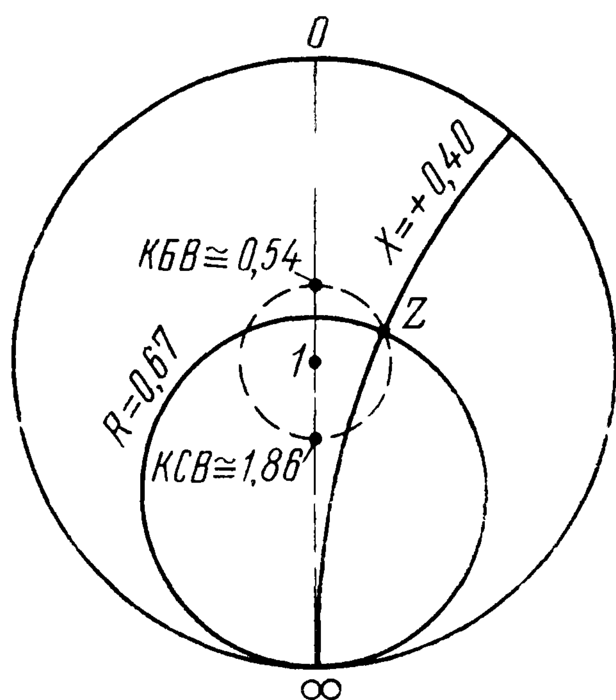
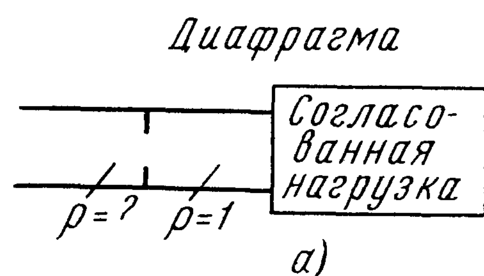
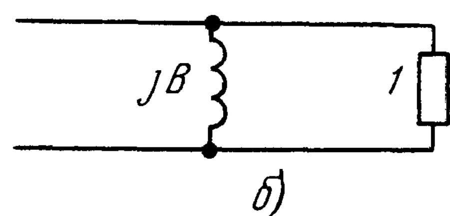


Рис. 7.17. Нахождение на круговой диаграмме точки $Z_н=50+j30$ (*ом*) при $Z_c=75$ *ом* Пунктиром проведена окружность постоянного КСВ, соответствующего рассматриваемой нагрузке





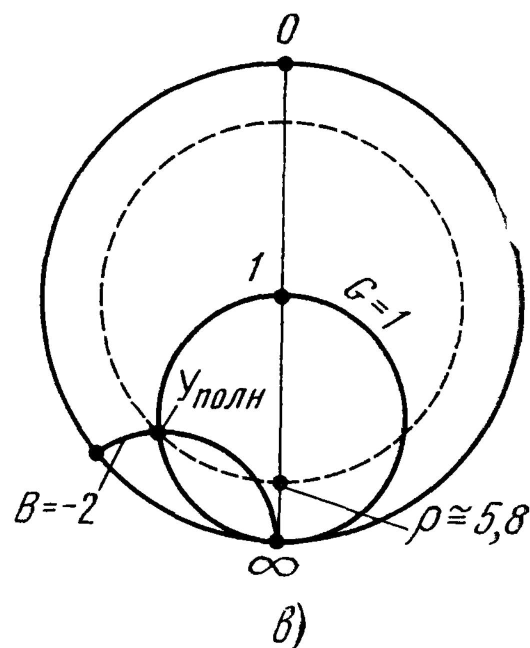


Рис. 7.18. Расчет КСВ при включении в волновод индуктивной диафрагмы с заданной величиной $B=-2$

б. Определение входного сопротивления линии без потерь, нагруженной на заданное сопротивление

Одной из часто встречающихся задач, просто решаемых с помощью круговой диаграммы, является нахождение входного сопротивления линии заданной длины l, нагруженной на известное сопротивление $Z_н$ (см. рис. 7.19). Частота колебаний и характеристическое сопротивление линии также являются заданными.

Для аналитического решения этой задачи можно воспользоваться уравнением типа (1.1). Однако с помощью круговой диаграммы получение ответа значительно ускоряется. Определение входного сопротивления сводится к нахождению окружности постоянного КСВ, проходящей через точку, соответствующую данной нагрузке, и к повороту *по часовой стрелке* (в сторону генератора) на угол $\frac{l}{\lambda_в}$ или $\frac{l}{\lambda}$. Получаемая точка отображает входное сопротивление линии. Величину его можно отсчитать, как показано на рис. 7.19, находя окружности R и X, проходящие

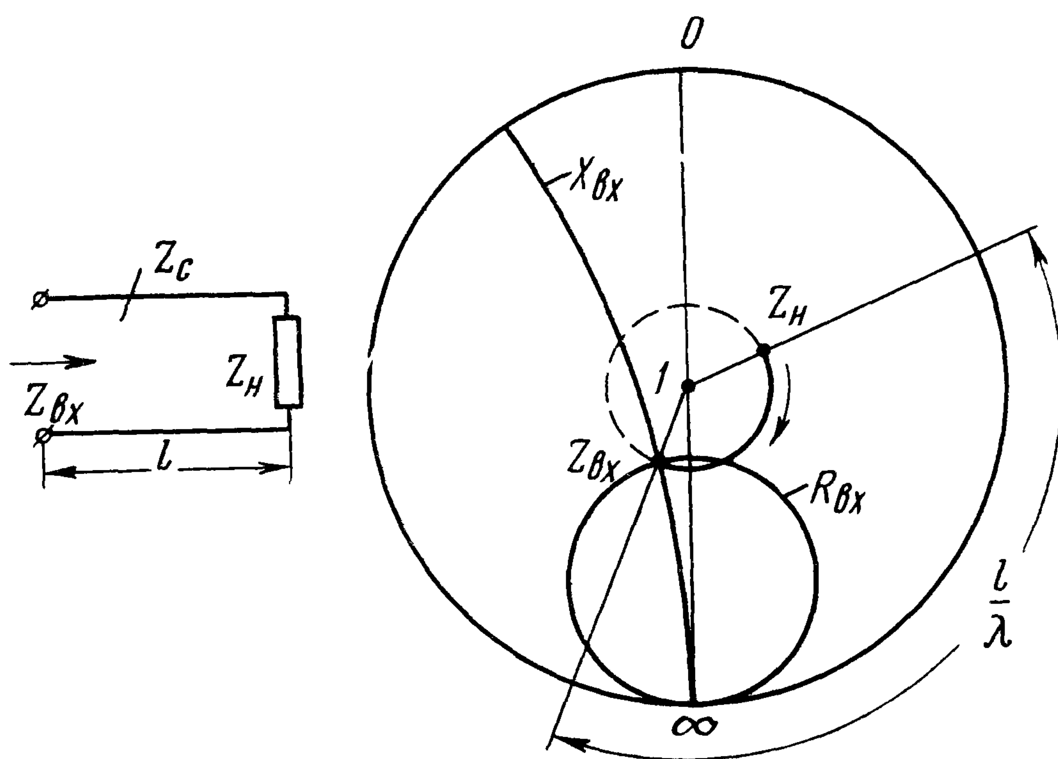


Рис. 7.19. Нахождение входного сопротивления отрезка линии, нагруженного на известное сопротивление

через найденную точку. Входное сопротивление в омах, если это необходимо, получается умножением результата на величину характеристического (волнового) сопротивления линии.

В качестве примера найдем входное сопротивление коаксиальной линии с характеристическим сопротивлением $Z_c = 75$ *ом*, имеющей длину $l = 6$ *см*. Сопротивление нагрузки составляет $Z_н = 50 + j30$ *ом* при рабочей длине волны $\lambda = 30$ *см*. Соответствующее графическое построение проведено на рис. 7.19. Угол поворота

по окружности $\rho=\text{const}$ составляет в данном случае $\frac{l}{\lambda}=0{,}2$. Входное сопротивление оказывается равным $Z_{вх}=1{,}63-j0{,}54$ (отн. ед.). После умножения на характеристическое сопротивление линии получаем, что входное сопротивление приблизительно равно $122{,}5-j40{,}5$ *ом*.

в) Применение круговой диаграммы при измерении сопротивления нагрузки

Другой тип задач, решаемых с помощью круговой диаграммы, сводится к нахождению сопротивления нагрузки, находящейся на конце передающей линии. Если бы при этом были заданы длина линии и ее входное сопротивление, то задача стала бы обратной предыдущей и решалась тривиальным путем.

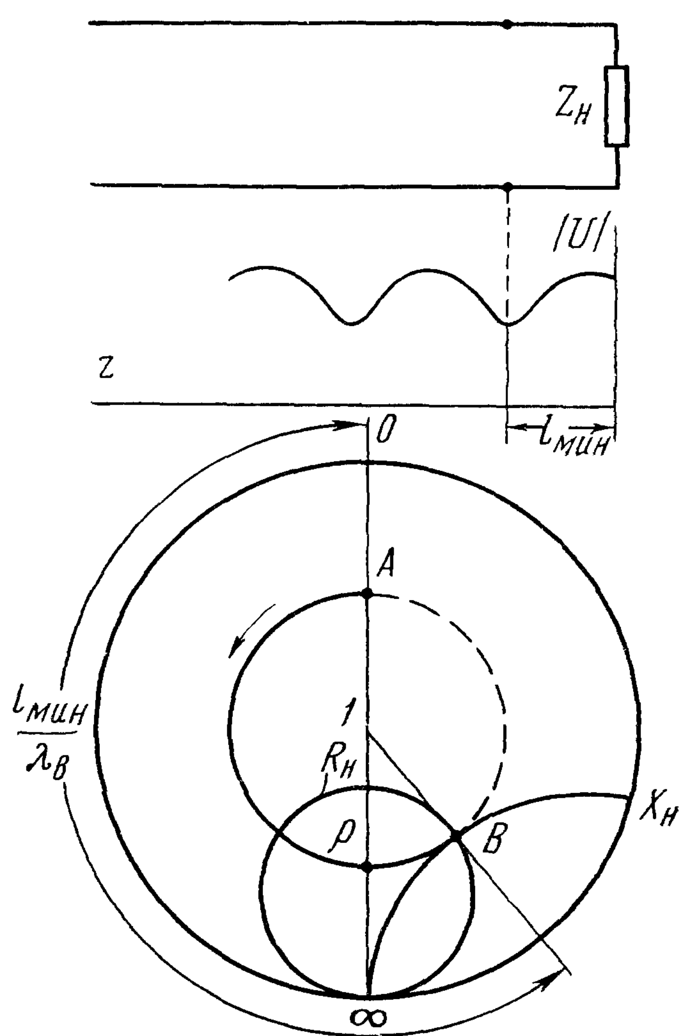


Рис. 7 20. Определение сопротивления нагрузки по измеренным величинам ρ и $l_{мин}/\lambda_в$

На практике, однако, приходится пользоваться другими исходными данными. Доступными для измерений являются величина КСВ и фаза стоячей волны по отношению к нагрузке, определяемая по расстоянию минимума стоячей волны напряжения от нагрузки, как показано на рис. 7.20. Рассмотрим, каким образом можно определить сопротивление нагрузки, располагая этими двумя величинами.

Для решения задачи необходимо вспомнить, что геометрическим местом минимумов напряжения на полярной диаграмме в терминах сопротивлений является радиус, проведенный через точку короткого замыкания ($Z=0$). Величина КСВ определяет окружность, пересекающую линию минимумов напряжения в точке A (см. рис. 7.20). Таким образом, точка A отображает входное сопротивление передающей линии в минимуме напряжения.

Расстояние минимума напряжения от нагрузки $l_{мин}$ предполагается известным из опыта. Поэтому дальнейшее решение не представляет труда: задача сводится к нахождению сопротивления нагрузки по известному входному сопротивлению. Достаточно совершить поворот *против часовой стрелки* (к нагрузке) по

окружности ρ = const из точки A на угол $\frac{l_{мин}}{\lambda_в}$, чтобы в точке B отсчитать сопротивление нагрузки.

Таким образом, измерение сопротивлений легко осуществляется путем измерения двух параметров, характеризующих стоячую волну в линии: ρ и $\frac{l_{мин}}{\lambda_в}$. Этим объясняется столь широкое распространение измерений стоячих волн при помощи измерительных линий с подвижным зондом.

При работе с измерительными линиями не всегда бывает удобно непосредственно измерять расстояние от нагрузки до ближайшего минимума напряжения. Разумеется, можно воспользоваться отсчетом любого другого минимума стоячей волны, поскольку прибавление целого числа полуволн не изменяет результатов, получаемых с помощью круговой диаграммы. Однако и это измерение оказывается иногда неудобным и даже неосуществимым, например, при наличии переходов между измерительной линией и нагрузкой.

Указанное затруднение исключается с помощью опыта короткого замыкания нагрузки, поясняемого на рис. 7.21. При коротком замыкании нагрузки фиксируется положение одного из минимумов напряжения, находящегося в пределах рабочего участка измерительной линии. Отсчет здесь может производиться по отношению к любому произвольно выбранному началу координат. Затем нагрузка подключается к линии и измеряются величина КСВ и положение минимума напряжения, ближайшего к ранее найденному *со стороны генератора*. Расстояние между двумя найденными положениями минимумов в точности равно расстоянию $l_{мин}$ от нагрузки до ближайшего минимума напряжения, необходимому для расчета. Дальнейшие манипуляции по определению сопротивления нагрузки не отличаются от описанных.

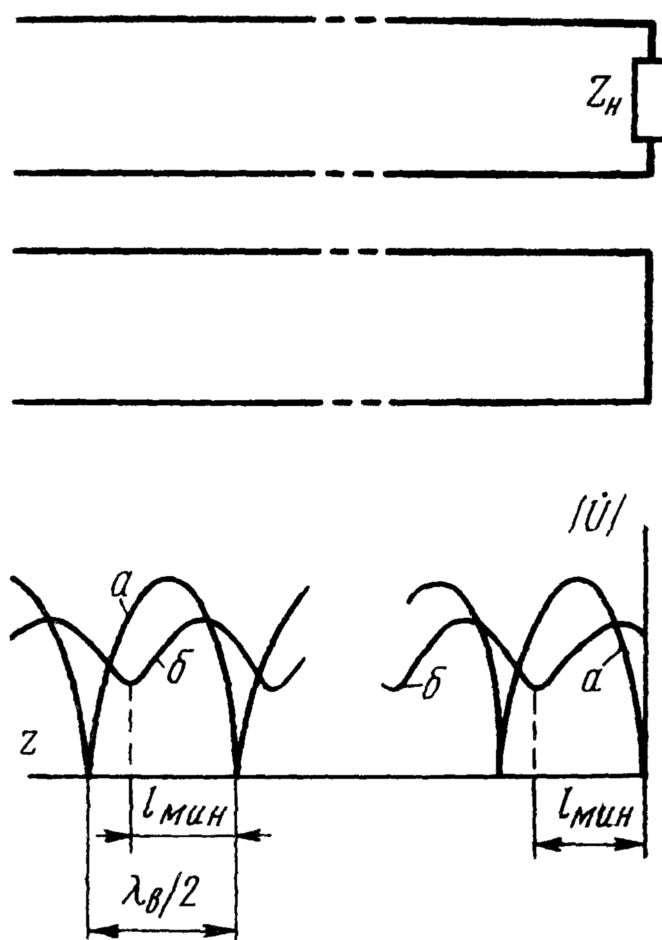


Рис. 7.21. Опыт короткого замыкания нагрузки для определения $l_{мин}$

а — стоячая волна напряжения при закороченной нагрузке, *б* — стоячая волна при включении рассматриваемой нагрузки

Рассмотренная методика применима к измерению полных сопротивлений в любых однородных передающих линиях. При определении угла поворота по диаграмме в общем случае следует

учитывать длину волны в линии $\lambda_в$, т. е. искать отношение $\frac{l_{мин}}{\lambda_в}$.

Величина $\lambda_в$ определяется непосредственно из описанного опыта короткого замыкания нагрузки, как удвоенное расстояние между двумя соседними минимумами стоячей волны. Измерение сопротивления нагрузки в случае волноводных линий заканчивается определением его величины в относительных единицах. На нежелательность выражения сопротивления волноводов в омах указывалось в § 6.2.

Выбор плоскости короткого замыкания (так называемой плоскости эквивалентного представления нагрузки) часто определяется непосредственно геометрией исследуемой нагрузки. В случае полых резонаторов этот вопрос решается путем сильной расстройки резонатора относительно резонансной частоты (см. § 9.3).

Методика измерения полных проводимостей с помощью измерительной линии и круговой диаграммы полностью повторяет описанную выше процедуру. Небольшое отличие заключается лишь в выборе на диаграмме исходной точки, соответствующей минимуму стоячей волны напряжения. Поворот по окружности $\rho = \mathrm{const}$, производимый здесь, как обычно, против часовой стрелки, должен начинаться из точки пересечения окружности постоянного КСВ с линией чисто активных проводимостей на участке между центром диаграммы и точкой бесконечно большой проводимости. Некоторые дополнительные соображения по этому вопросу приводятся в нижеследующем разделе.

г. Нахождение полной проводимости по заданной величине полного сопротивления

Рассмотрим входное сопротивление линии длиной в четверть волны, нагруженной на сопротивление $Z_н$. По уравнению входного сопротивления линии (1.1) при $l = \frac{\lambda}{4}$ (или, в случае дисперсии, $l = \frac{\lambda_в}{4}$) получаем:

$$(Z_{вх})_{l=\frac{\lambda}{4}} = Z_c \frac{Z_н + jZ_c \operatorname{tg}\frac{\pi}{2}}{Z_c + jZ_н \operatorname{tg}\frac{\pi}{2}} = \frac{Z_c^2}{Z_н}. \qquad (7.32)$$

Уравнение (7.32) носит название *уравнения четвертьволнового трансформатора*. С ним придется неоднократно встречаться в дальнейшем. В относительных единицах это уравнение приобретает вид

$$(Z_{вх})_{l=\frac{\lambda}{4}} = \frac{1}{Z_н}. \qquad (7.32, а)$$

Поскольку $\frac{1}{Z_н} = Y_н$, заключаем, что относительное *входное сопротивление* линии длиной в четверть волны равно *проводимости нагрузки.*

Рассмотрим соотношение (7.32,*а*) с помощью полярной круговой диаграммы полных сопротивлений и проводимостей. Перемещению по линии на отрезок $l = \frac{\lambda}{4}$ соответствует поворот по окружности $\rho = \mathrm{const}$ на 180°, как показано на рис. 7.22. Тем самым выясняется весьма полезное свойство круговой диаграммы в полярных координатах: для нахождения проводимости по заданному сопротивлению достаточно переместить соответствующую точку в диаметрально противоположную точку на окружности данного КСВ. Для эквивалентной схемы нагрузки подобное преобразование соответствует переходу от последовательного соединения сопротивлений R и jX к параллельному соединению проводимостей G и jB. Такое преобразование описывается уравнениями (7.29) — (7.31). Круговая диаграмма и в этом случае значительно упрощает проведение расчетов.

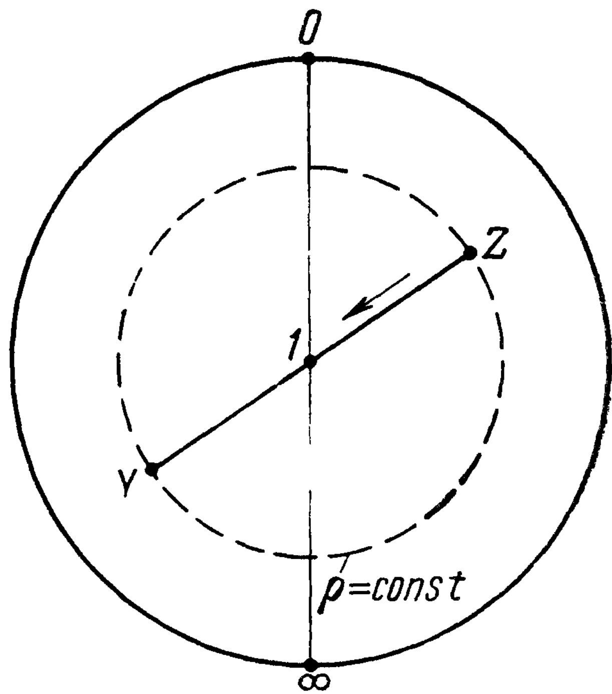


Рис. 7.22. Нахождение проводимости по заданному полному сопротивлению

Указанное свойство полярной круговой диаграммы можно трактовать и с другой точки зрения. Поворачивая каждую точку круговой диаграммы полных сопротивлений на один и тот же угол, равный 180°, получаем диаграмму полных проводимостей, имеющую точно такую же конфигурацию, как исходная круговая диаграмма. Тем самым с помощью уравнения четвертьволнового трансформатора доказывается применимость одной и той же сетки полярной диаграммы для расчетов как в терминах полных сопротивлений, так и в терминах полных проводимостей.

д. Расчет разветвленной цепи

Обратимся к последовательному или параллельному включению в линию нескольких нагрузок. На рис. 7.23,*а* показано для примера параллельное разветвление (тройник) с неизменным характеристическим сопротивлением линий. В одном из плеч тройника расположен короткозамыкающий поршень; второе плечо нагружено на сопротивление $Z_н$, обеспечивающее КСВ, равный ρ_1.

Расстояния l_1 и l_2 и рабочая длина волны λ предполагаются заданными.

Для того чтобы вычислить КСВ на входе тройника ρ, следует найти входную проводимость каждого из плеч $Y_{вх.\,1}$ и $Y_{вх.\,2}$ в точках *аб*. Сложение указанных проводимостей дает величину $Y_{полн}$, по которому определяется искомая величина ρ.

Соответствующее графическое построение показано жирными линиями и отмечено стрелками на рис. 7.23,*б*. Входная проводи-

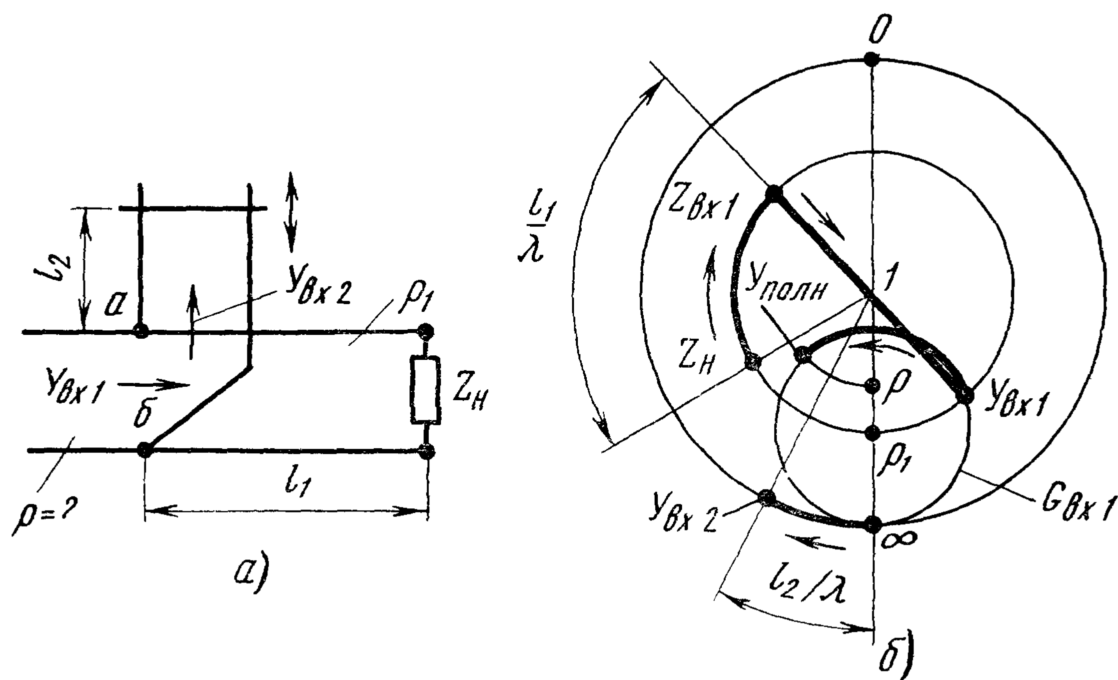


Рис. 7.23. Нахождение КСВ на входе разветвленной цепи

мость шлейфа $Y_{вх.\,2}$ определяется с учетом бесконечно большой проводимости поршня (нагрузки) и имеет чисто реактивный характер. Для получения входной проводимости ветви нагрузки $Y_{вх.\,1}$ сначала определяется входное сопротивление $Z_{вх.\,1}$, по которому затем находится обратная величина $Y_{вх.\,1}$.

Сложение проводимостей в сечении *аб* дает:

$$Y_{полн} = Y_{вх.\,1} + Y_{вх.\,2} = G_{вх.\,1} + j\,(B_{вх.\,1} + B_{вх.\,2}),$$

где $G_{вх.\,1}$ — активная проводимость ветви нагрузки, а $B_{вх.\,1}$ и $B_{вх.\,2}$ — соответственно реактивные проводимости ветви нагрузки и шлейфа.

Отметим важное обстоятельство: при изменении длины шлейфа l_2 реактивная проводимость $B_{вх.\,2}$ может изменяться от 0 до $\pm\infty$, но точка, отображающая суммарную проводимость $Y_{полн}$ в точках *аб*, перемещается только по окружности $G_{вх.\,1} = \text{const}$ (см. рис. 7.23,*б*). Это свойство будет использовано при объяснении действия некоторых типов согласующих трансформаторов.

* * *

Рассмотренные примеры и многие другие задачи, возникающие на практике, могут быть решены не только с помощью диаг-

раммы в полярной системе, но и с помощью диаграммы в прямоугольной системе координат. Может возникнуть вопрос, в каких случаях удобнее пользоваться тем или другим видом диаграмм. Однозначного ответа здесь не существует. Тем не менее, полезно иметь в виду, что полярная диаграмма обеспечивает более простой поворот, соответствующий изменению длины линии, нежели диаграмма в прямоугольных координатах. Напротив, задачи, требующие суммирования сопротивлений или проводимостей, решаются проще с помощью диаграммы в прямоугольных координатах.

На практике чаще применяется диаграмма в полярной системе координат. На плоскости этой диаграммы непосредственно строятся, в частности, нагрузочные характеристики электровакуумных приборов СВЧ — клистронов, магнетронов и др. Поэтому в дальнейшем изложении полярная диаграмма будет в основном использоваться для объяснения работы сверхвысокочастотной аппаратуры.

§ 7.5. СОГЛАСОВАНИЕ ПЕРЕДАЮЩИХ ЛИНИЙ СВЕРХВЫСОКИХ ЧАСТОТ

В теории обычных длинных линий под режимом *согласования* понимают случай, когда сопротивление нагрузки, включенное на конце линии, в точности равно характеристическому сопротивлению данной линии, т. е. $Z_н = Z_c$. При этом отраженная волна отсутствует. Коэффициент отражения Γ оказывается равным нулю; коэффициент стоячей волны равен единице. Такое понятие согласования полностью используется и при работе с любыми передающими линиями сверхвысоких частот.

Нетрудно показать (см. ниже), что мощность, поступающая в нагрузку от *согласованного генератора*, в режиме согласования имеет наибольшую величину. Однако в случае, когда генератор не согласован с передающей линией, т. е. внутреннее сопротивление генератора не равно характеристическому сопротивлению линии, максимум передаваемой мощности достигается при иной величине сопротивления нагрузки. Этот особый режим получил название *сопряженного согласования**. Сопряженное согласование встречается не только в цепях сверхвысоких частот, но и в обычных электрических цепях переменного тока с сосредоточенными постоянными [1].

Таким образом, возможны два способа передачи максимальной мощности от генератора к нагрузке:

1) в режиме чисто бегущей волны, когда генератор и нагрузка согласованы с передающей линией;

---

* Происхождение этого термина связано с тем, что условием передачи максимальной мощности от любого сосредоточенного генератора в сосредоточенную нагрузку является комплексно сопряженная величина внутренних сопротивлений генератора и нагрузки.

2) в режиме стоячей волны, при котором выход генератора и вход нагрузки рассогласованы с линией.

В технике сверхвысоких частот главный интерес представляет лишь первый случай. Сопряженное согласование следует иметь в виду в основном как нежелательное явление, приводящее, например, в измерительной технике СВЧ к появлению серьезных погрешностей. Сам термин «согласование» применяется обычно как синоним режима работы линии при отсутствии отраженной волны.

Рассмотрим причины, в силу которых обычно стремятся достичь возможно лучшего согласования, т. е. приблизить КСВ к идеальной величине, равной единице.

а. Мощность, поступающая в нагрузку от согласованного генератора

Мощность, передаваемую в нагрузку, находящуюся на конце линии без потерь, можно определить в любом сечении линии из обычного соотношения

$$P=\frac{1}{2}|\dot{U}|\cdot|\dot{I}|\cos\psi,$$

где $\dot{U}$ и $\dot{I}$ — амплитуды напряжения и тока в данном сечении;
ψ — фазовый угол между ними, как показано на рис. 7.2.

В сечении, где находится максимум стоячей волны напряжения, имеется минимум тока и $\psi=0$. Поэтому

$$P=\frac{1}{2}|\dot{U}|_{\text{макс}}|\dot{I}|_{\text{мин}}. \tag{7.33}$$

Напряжение в максимуме стоячей волны и ток в том же сечении равны:

$$|\dot{U}|_{\text{макс}}=|\dot{U}_{\text{пад}}|\,(1+|\Gamma|); \tag{7.34}$$

$$|\dot{I}|_{\text{мин}}=\frac{|\dot{U}_{\text{пад}}|}{Z_c}\,(1-|\Gamma|). \tag{7.35}$$

Подставляя выражения (7.34) и (7.35) в (7.33), получаем:

$$P=\frac{1}{2}\,\frac{|\dot{U}_{\text{пад}}|^2}{Z_c}\,(1-|\Gamma|^2). \tag{7.36}$$

Пусть генератор является согласованным, т. е. имеет внутреннее сопротивление Z_c. Тогда отраженная от нагрузки волна, поступающая в генератор, не отражается от него и не может

изменить амплитуду $|\dot{U}_{\text{пад}}|$. Таким образом, можно в дальнейшем считать, что $|\dot{U}_{\text{пад}}| \neq f\ (|\Gamma|)$.

В случае согласования нагрузки с линией $\Gamma=0$. Тогда мощность имеет максимальную величину

$$P_{\text{макс}} = \frac{1}{2}\,\frac{|\dot{U}_{\text{пад}}|^2}{Z_c}. \tag{7.37}$$

Следовательно, при рассогласовании нагрузки с линией в случае согласованного генератора мощность, поступающая в нагрузку, меньше, чем при согласовании нагрузки, и равна

$$P = P_{\text{макс}}\ (1 - |\Gamma|^2). \tag{7.38}$$

Полученные соотношения можно наглядно интерпретировать следующим образом. Мощность P, поступающая в нагрузку, по закону сохранения энергии равна разности между мощностью падающей волны $P_{\text{пад}}$ и мощностью отраженной волны $P_{\text{отр}}$, причем

$$P_{\text{пад}} = \frac{1}{2}\,\frac{|\dot{U}_{\text{пад}}|^2}{Z_c};\ P_{\text{отр}} = \frac{1}{2}\,\frac{|\dot{U}_{\text{отр}}|^2}{Z_c} = \frac{1}{2}\,\frac{|\dot{U}_{\text{пад}}|^2}{Z_c}\,|\Gamma|^2.$$

Таким образом, мощность отраженной волны

$$P_{\text{отр}} = P_{\text{пад}}\,|\Gamma|^2. \tag{7.39}$$

Отсюда получаем мощность, поступающую в нагрузку:

$$P = P_{\text{пад}} - P_{\text{отр}} = P_{\text{пад}}\ (1 - |\Gamma|^2), \tag{7.40}$$

что совпадает с выражением (7.38), поскольку величина $P_{\text{пад}}$ соответствует наибольшей мощности, которую можно получить в рассматриваемом режиме при идеальном согласовании нагрузки с линией.

Уравнение (7.38) или (7.40) можно применить, например, к случаю прохождения сигнала от антенны в радиолокационный приемник. Идеальная приемная антенна является классическим примером согласованного генератора. Нагрузкой передающей линии служит вход приемника — смеситель или усилитель высокой частоты. При рассогласовании входа приемника, например, за счет несовершенства конструкции антенного переключателя или входного устройства усилителя на лампе бегущей волны, часть мощности принимаемого сигнала отражается и уходит обратно в антенну. Обусловленные этим *потери на отражение* $L_{\text{отр}}$ можно определить с учетом уравнения (7.38):

$$L_{\text{отр}} = 10\lg\frac{P_{\text{макс}}}{P} = 10\lg\frac{1}{1-|\Gamma|^2}\ \textit{дб}. \tag{7.41}$$

Пользуясь выражениями (7.41) и (7.14), нетрудно подсчитать, что при КСВ, равном 1,5, потери на отражение составляют около 0,17 *дб* (около 4% по мощности). Такая величина потерь является обычно допустимой, однако дальнейшее увеличение ее нежелательно во избежание снижения чувствительности приемника и уменьшения дальности действия радиолокационной станции. Поэтому входные цепи приемника и другие части высокочастотного тракта должны иметь в режиме приема достаточно хорошее согласование ($\rho < 1{,}5-2{,}0$) в пределах рабочего диапазона частот.

Примерно такое же положение можно наблюдать на другом примере — при измерении мощности сверхвысокочастотных колебаний в случае согласованного генератора. Пусть измеритель мощности (калориметрический или термисторный, см. главу 8) рассогласован с линией и имеет КСВ, равный 2. Тогда $|\Gamma| = \frac{1}{3}$ и, согласно уравнениям (7.38) и (7.39), измеряемая мощность будет занижена примерно на 11%.

С точки зрения погрешности при измерении мощности вряд ли нужно стремиться к очень хорошему согласованию. Так, уже при $\rho = 1{,}2$ погрешность за счет рассогласования становится менее одного процента, в то время как погрешность за счет других факторов может достигать нескольких процентов. Следовательно, при измерении мощности достаточно хорошим можно считать согласование, характеризуемое величиной КСВ порядка 1,2—1,5.

Уравнение (7.38) формально показывает, что при идеально согласованном генераторе критерием согласования нагрузки в принципе может служить не только величина КСВ, стремящаяся к единице, но и максимум мощности, поступающей в нагрузку. Практически, однако, контроль согласования по величине мощности обладает совершенно недостаточной чувствительностью. В самом деле, погрешность в нахождении максимума мощности, равная 1%, соответствует КСВ около 1,22. Непосредственный контроль по величине КСВ дает значительно большую точность. Следует учесть также, что даже небольшое рассогласование выхода генератора приводит к большой дополнительной ошибке в КСВ нагрузки за счет сопряженного согласования, если нагрузка настраивается по максимуму мощности. Поэтому наиболее правильным является непосредственный контроль величины КСВ в передающей линии.

б. *Электрическая прочность линии при рассогласованной нагрузке*

Вопросы пробивной мощности передающих линий СВЧ в режиме бегущей волны обсуждались в § 5.3. В случае рассогласованной нагрузки пробивная мощность линии снижается за счет перенапряжений в максимумах стоячей волны.

Для количественной оценки влияния рассогласования необходимо учесть, что пробой возникает в режиме, когда напряженность электрического поля в максимуме стоячей волны становится равной пробивной напряженности. Для эквивалентной длинной линии условие пробоя записывается через напряжения:

$$|\dot{U}|_{\text{макс}} = U_{\text{проб}}, \qquad (7.42)$$

где $U_{\text{проб}}$ — пробивное напряжение линии при данных условиях.

Обозначим через $|\dot{U}_{\text{пад}}|_{\text{проб}}$ амплитуду напряжения падающей волны, при которой в линии начинается электрический пробой. В соответствии с выражениями (7.34) и (7.42) получаем:

$$|\dot{U}_{\text{пад}}|_{\text{проб}} = \frac{U_{\text{проб}}}{1 + |\Gamma|}. \qquad (7.43)$$

Мощность $P_{\text{проб}}$, при которой происходит пробой, является пределом передаваемой в нагрузку мощности. По соотношению (7.36)

$$P_{\text{проб}} = \frac{1}{2} \frac{|\dot{U}_{\text{пад}}|^2_{\text{проб}}}{Z_c} (1 - |\Gamma|^2).$$

Подставляя сюда выражение (7.43), имеем:

$$P_{\text{проб}} = \frac{1}{2} \frac{U^2_{\text{проб}}}{Z_c} \frac{1 - |\Gamma|}{1 + |\Gamma|} = \frac{1}{2} \frac{U^2_{\text{проб}}}{Z_c} \frac{1}{\rho}, \qquad (7.44)$$

где ρ — коэффициент стоячей волны в рассматриваемой линии.

При согласовании нагрузки с линией КСВ равен единице и пробивная мощность имеет наибольшую величину:

$$P_{\text{проб. макс}} = \frac{1}{2} \frac{U^2_{\text{проб}}}{Z_c}. \qquad (7.45)$$

В случае рассогласования пробивная мощность с учетом выражений (7.44) и (7.45) оказывается равной

$$P_{\text{проб}} = P_{\text{проб. макс}} \frac{1}{\rho}. \qquad (7.46)$$

Таким образом, электрическая прочность передающей линии при рассогласованной нагрузке снижается в ρ раз по сравнению с электрической прочностью согласованной линии*.

Уравнение (7.46) следует рассматривать как поправку к уравнениям (5.8) — (5.13), определяющим теоретическую величину

* Напомним, что под $P_{\text{проб}}$ подразумевается не мощность, которой обладает рассматриваемый генератор, а та часть мощности, которая поступает в нагрузку как раз перед возникновением электрического пробоя.

$P_{\text{проб. макс}}$ для однородных передающих линий СВЧ в режиме чисто бегущей волны ($\rho = 1$).

Для предотвращения пробоев в высокочастотном тракте желательно уменьшать величину КСВ нагрузки. При передаче больших мощностей обычно стремятся обеспечить КСВ не более 1,5.

в. Потери в линии при наличии стоячих волн

При наличии потерь в стенках передающей линии и в диэлектрике (если линия имеет диэлектрическое наполнение) общие потери мощности возрастают с ростом КСВ и превышают величину, определяемую уравнениями (5.23) — (5.28).

Можно показать, что потери в линии при передаче энергии от генератора в нагрузку в общем случае определяются соотношением

$$L = 10 \lg \frac{1 - |\Gamma|^2 e^{-4\alpha l}}{e^{-2\alpha l}(1 - |\Gamma|^2)} \text{ дб}, \tag{7.47}$$

где l — геометрическая длина линии между генератором и нагрузкой;

α — постоянная затухания рассматриваемой волны.

В отсутствие отражения уравнение (7.47) дает потери, равные

$$L = 10 \lg e^{2\alpha l} = 8{,}68\, \alpha l \text{ дб}, \tag{7.48}$$

что совпадает с ранее выведенным соотношением (5.23).

Чем больше величина $|\Gamma|$, тем, согласно выражению (7.47), больше потери и тем меньше коэффициент полезного действия передающей линии.

В качестве примера рассмотрим линию, потери в которой при идеальном согласовании составляют 1 *дб*. Тогда из уравнения (7.48) получаем: $e^{2\alpha l} = 1{,}26$. С помощью соотношения (7.47) легко найти потери для любого режима рассогласования. Так, при КСВ нагрузки, равном 2, потери увеличиваются до 1,2 *дб*. При $\rho = 5$ потери равны уже 2,12 *дб*, а при $\rho = 10$ достигают почти 3,5 *дб*.

Можно провести аналогию между влиянием рассогласования нагрузки с линией и влиянием коэффициента мощности $\cos\varphi$ в цепях переменного тока низкой частоты. Подобно тому, как в электрических сетях промышленной частоты стремятся повысить $\cos\varphi$ и уменьшить реактивную мощность, так на сверхвысоких частотах желательно снижать коэффициент стоячей волны нагрузки.

Потери в высокочастотном тракте особенно сильно возрастают при наличии диэлектрического наполнения. В некоторых случаях, когда диэлектрик (например, резонансное окно) оказывается в максимуме стоячей волны электрического поля, возможен ава-

рийный режим. Выделение тепла в диэлектрике резко возрастает, что может привести к проплавлению или растрескиванию диэлектрика. С указанным явлением связано иногда разрушение вывода энергии мощных электровакуумных приборов СВЧ, если нагрузка недостаточно хорошо согласована с высокочастотным трактом.

г. Работа электровакуумных приборов СВЧ при рассогласованной нагрузке

Зависимости пробивной прочности тракта и потерь в линии от согласования с нагрузкой сами по себе указывают на желательность включения генераторных приборов СВЧ на согласованную нагрузку. Согласование играет особенно важную роль для нормальной работы мощных источников СВЧ колебаний. Существуют, однако, и другие причины, в силу которых требования к согласованию нагрузок ламп СВЧ делаются особенно жесткими.

При изменении сопротивления нагрузки, на которую работают лампы, в большинстве случаев наблюдаются изменения как генерируемой мощности, так и частоты генерируемых колебаний. Последнее явление, которое принято называть *затягиванием частоты,* подробно рассматривается во второй части курса, посвященной электровакуумным приборам СВЧ. В процентном выражении затягивание частоты невелико и, как правило, не превышает 0,5% от средней частоты. Так, при КСВ, равном 1,5, частота колебаний, генерируемых типичным магнетроном 3-*см* диапазона, может меняться в пределах примерно 15 *Мгц.* Тем не менее, затягивание частоты играет существенную роль при эксплуатации автогенераторов СВЧ и является весьма нежелательным явлением.

Чем лучше согласован СВЧ тракт, тем выше стабильность частоты генератора. Максимальная допустимая величина КСВ для большинства мощных генераторов не превышает 1,5. В этом режиме стабильность частоты лежит в допустимых пределах при достаточной величине генерируемой мощности.

д. Влияние рассогласования на шумовые параметры

Значительное влияние рассогласование может оказать и на такой специфический параметр, как шумовая температура СВЧ устройств (см. выше § 5.4,*г*). В самом деле, всякий шумящий двухполюсник (например, шумовой генератор) при рассогласовании с выходной линией перестает быть по отношению к ней черным телом. В результате этого по закону Кирхгофа при одной и той же температуре уменьшается излучаемая двухполюсником шумовая мощность. Коэффициент поглощения двухполюсника A, определяемый при подаче монохроматического сигнала со стороны линии, составляет $A=1-|\Gamma|^2$. Следовательно, шумовая температура рассогласованного шумящего двухполюсника оказывается равной

$$T_{\text{ш. рассогл}} = T_{\text{ш. согл}} (1 - |\Gamma|^2). \tag{7.49}$$

Это уравнение накладывает довольно жесткие ограничения на согласование калиброванных измерительных шумовых генераторов СВЧ диапазона. Обычно допустимая величина КСВ таких генераторов во всем рабочем диапазоне частот не должна превышать 1,1—1,2.

* * *

Кроме рассмотренных пяти причин, в силу которых стремятся обеспечивать режим согласования, необходимо указать на меньшую частотную селективность линий, работающих в режиме бегущей волны, по сравнению с режимом стоячих волн.

Из всего изложенного не следует делать вывод о безусловной необходимости согласовывать высокочастотные тракты во всех встречающихся на практике ситуациях. Бывают случаи, когда задача сводится к созданию значительного рассогласования по заранее заданному закону. Однако в подавляющем большинстве случаев приходится сталкиваться с проблемой получения возможно лучшего согласования отдельных звеньев и высокочастотных трактов в целом.

§ 7.6. ТРАНСФОРМАТОРЫ ПОЛНЫХ СОПРОТИВЛЕНИЙ НА СВЧ

Обеспечение согласования является одной из наиболее типичных задач техники сверхвысоких частот. С этой же проблемой приходится очень часто сталкиваться при разработке электровакуумных приборов СВЧ. Необходимость согласования возникает в случаях, когда с передающей линией соединяется заведомо рассогласованная нагрузка, либо, что практически то же, при сопряжении линий с разными волновыми (эквивалентными) сопротивлениями.

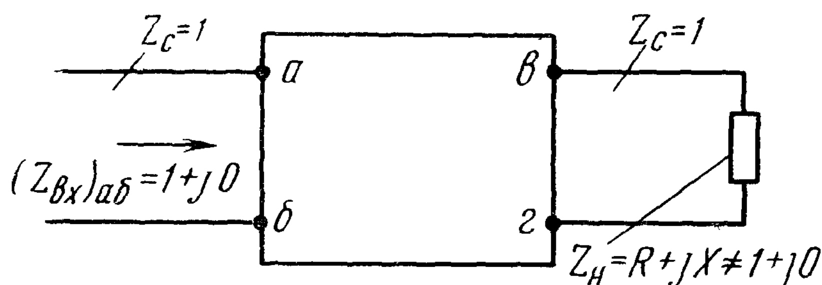


Рис 7.24. Согласующий четырехполюсник в длинной линии, нагруженной на произвольную нагрузку

Для получения согласования в рассечку передающей линии должен быть включен согласующий четырехполюсник, как показано на рис. 7.24. Назначением этого четырехполюсника является устранение отраженной волны, т. е. трансформация активного и реактивного сопротивлений нагрузки из сечения *вг* в сечение *аб* к величине

$$(Z_{\text{вх}})_{аб} = 1 + j0 \text{ (отн. ед.).} \qquad (7.50)$$

Подобная трансформация может быть выполнена двумя принципиально различными способами.

1. Рассмотрим поглощающий четырехполюсник, который не вносит никаких дополнительных отражений, но ослабляет прохо-

дящую через него волну. Таким образом, четырехполюсник в этом случае является *фиксированным поглощающим ослабителем* или *аттенюатором*. Обозначим через L ослабление, создаваемое ослабителем. Будем сначала считать, что ослабитель обладает взаимными свойствами, т. е. величина L не зависит от направления движения энергии. Тогда, увеличивая ослабление, можно получить низкую величину КСВ в линии перед четырехполюсником даже при сильном отражении волны от нагрузки.

Пусть ослабление L составляет 10 *дб*. В этом случае мощность падающей волны $P_{\text{пад}}$, поступающая к нагрузке, ослабляется в 10 раз. В наиболее неблагоприятном случае (при полном отражении от нагрузки) вся мощность снова поступает в ослабитель и уменьшается еще в 10 раз. Следовательно, на входе ослабителя имеется отраженная волна, мощность которой $P_{\text{отр}}$ составляет 1% от мощности падающей волны. Поскольку в общем случае по выражению (7.39) $P_{\text{отр}} = P_{\text{пад}} \, |\Gamma|^2$, то модуль коэффициента отражения составит $|\Gamma| = 0{,}1$. Максимальный КСВ на входе согласующего ослабителя равен 1,22. Выбирая ослабление в 20 *дб*, можно снизить наибольший КСВ до $\rho = 1{,}02$ и т. д. Генератор и нагрузка оказываются развязанными между собой, так как величина КСВ в линии практически не зависит от КСВ нагрузки. Поэтому рассматриваемый поглощающий четырехполюсник принято называть *развязывающим ослабителем*.

При использовании описанного метода согласование достигается ценой резкого снижения коэффициента полезного действия всей системы. Ввиду этого развязывающие ослабители используются главным образом в измерительных установках, где вопрос о к. п. д. не играет решающей роли.

Лучшие результаты могут быть получены с невзаимными ослабителями, у которых ослабление падающей волны во много раз меньше ослабления отраженной волны. С этой целью можно использовать разработанные за последние годы ферритовые однонаправленные ослабители (вентили) и другие невзаимные элементы, описываемые в § 8.5 и 8.11. Однако и в этом случае часть высокочастотной мощности, отраженная от нагрузки, безвозвратно рассеивается в виде тепла в ослабителе.

2. С энергетической точки зрения наибольший интерес представляет согласование с помощью недиссипативного четырехполюсника. Согласующее устройство должно тогда обладать свойствами идеального трансформатора, преобразующего высокочастотные напряжения, токи и полные сопротивления из сечения *вг* в сечение *аб* (см. рис. 7.24) без внесения активных потерь.

Выполнить трансформатор в «классическом» виде из двух катушек на сверхвысоких частотах, естественно, нельзя. Однако трансформирующими свойствами обладают сами передающие линии и включаемые в них неоднородности. Именно такой вид согласующих устройств и получил в технике СВЧ название

трансформаторов полных сопротивлений. Развязывающие поглощающие ослабители не принято относить к числу трансформаторов.

Рассмотрим наиболее распространенные типы трансформаторов полных сопротивлений.

а. Четвертьволновый трансформатор

Свойства отрезка линии длиной в четверть волны рассматривались в § 7.4, г. Там было показано, что входное сопротивление линии длиной $\frac{\lambda_в}{4}$ равно

$$Z_{вх} = \frac{Z_c^2}{Z_н}.$$

Если сопротивление нагрузки $Z_н$ носит чисто активный характер, то при действительном Z_c, т. е. в отсутствие потерь, входное сопротивление $Z_{вх}$ также является чисто активным. Это свойство четвертьволнового отрезка может быть использовано для согласования двух линий с разными волновыми (эквивалентными) сопротивлениями Z_{c1} и Z_{c2} (рис. 7.25). Условием согласования является равенство

$$(Z_{вх})_{аб} = Z_{c1}. \qquad (7.51)$$

По уравнению четвертьволнового трансформатора в случае, изображенном на рис. 7.25, *а*, имеем:

$$(Z_{вх})_{аб} = \frac{(Z'_c)^2}{Z_{c2}}. \qquad (7.52)$$

где Z'_c — волновое сопротивление согласующего четвертьволнового отрезка линии.

Подставляя выражение (7.51) в (7.52), имеем:

$$Z'_c = \sqrt{Z_{c1} Z_{c2}}. \qquad (7.53)$$

Аналогично для схемы, показанной на рис. 7.25, *б*, условие согласования приобретает вид

$$Z'_c = \sqrt{R_н Z_c}. \qquad (7.54)$$

Примеры устройства четвертьволнового трансформатора в жесткой коаксиальной линии без диэлектрического наполнения и в волноводе прямоугольного сечения показаны на рис. 7.26. Трансформирующая секция в коаксиальной линии может иметь неизменный диаметр наружного проводника, равный D. Тогда

диаметр внутреннего проводника d' (рис. 7.26, *а*) определится на основании зависимостей (7.53) и (6.17):

$$\lg \frac{D}{d'} = \sqrt{\lg \frac{D}{d_1} \lg \frac{D}{d_2}}\,. \qquad (7.55)$$

Для трансформатора в прямоугольном волноводе с волной типа H_{10} при неизменном широком размере *а* размер b' на рис. 7.26,*б* может быть найден с помощью понятия эквивалентно-

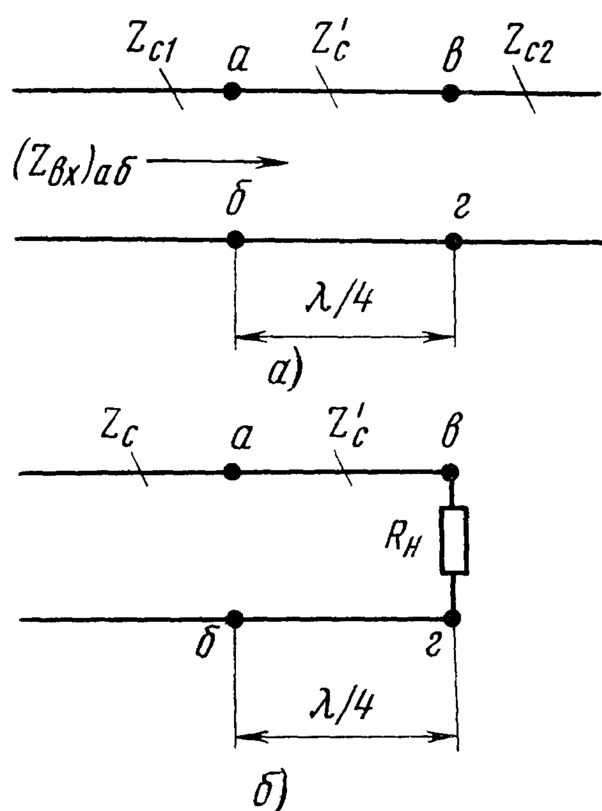


Рис. 7.25. Применение четвертьволнового трансформатора

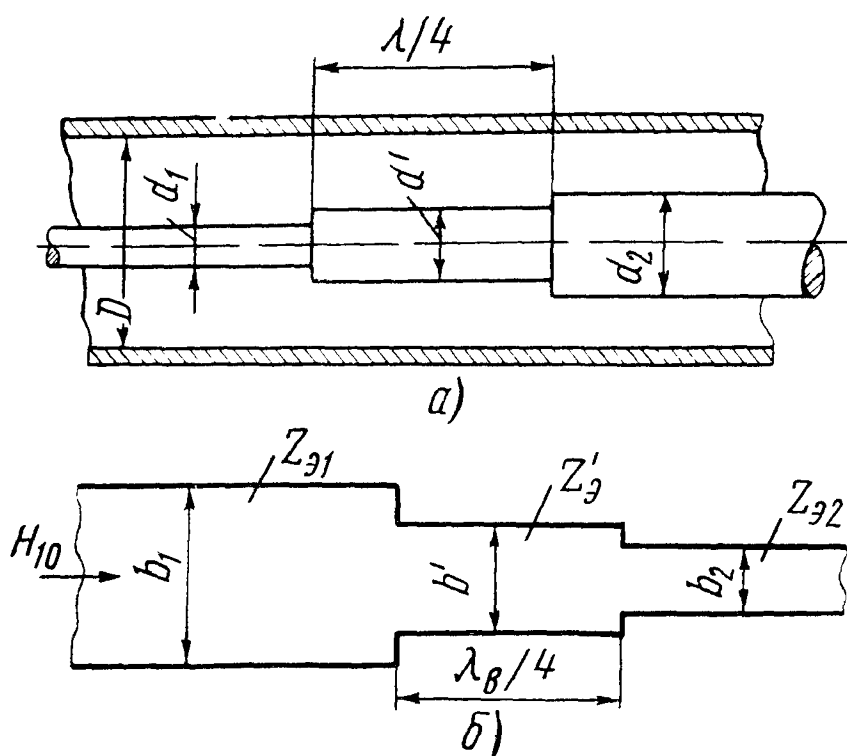


Рис. 7 26. Четвертьволновые трансформаторы в коаксиальной линии и в прямоугольном волноводе при воздушном(вакуумном) наполнении

го сопротивления. Используя выражения (6.29) и (7.53), получаем:

$$Z'_э = \sqrt{Z_{э1} Z_{э2}}; \ b' = \sqrt{b_1 b_2}. \qquad (7.56)$$

Длина трансформирующей секции, указанная на рис. 7.26, *б* равной $\frac{\lambda_в}{4}$, требует небольшой корректировки (уменьшения на несколько процентов) с учетом эквивалентной емкости каждой из ступенек.

Четвертьволновый трансформатор можно использовать для согласования не только чисто активных, но и комплексных сопротивлений нагрузок. Однако для этого необходимо включить трансформатор на таком расстоянии от нагрузки, где входное сопротивление чисто активно.

Для иллюстрации на рис. 7.27,*а* построена круговая диаграмма полных сопротивлений с точкой, отображающей сопротивление нагрузки $Z_н$. Перемещение вдоль линии к генератору соответствует движению по

окружности $\rho=\text{const}$ по часовой стрелке. В точках A и $Б$, соответствующих максимуму и минимуму напряжения, входное сопротивление согласно выражениям (7.23) и (7.24) является чисто активным:

$$(Z_{\text{вх}})_A = Z_{\text{c}}\rho; \quad (Z_{\text{вх}})_Б = Z_{\text{c}} \frac{1}{\rho}.$$

Следовательно, в точке A или в точке $Б$ можно рассечь линию и включить четвертьволновую секцию с волновым сопротивлением Z'_{c}, соответственно равным

$$(Z'_{\text{c}})_A = Z_{\text{c}}\sqrt{\rho}; \quad (Z'_{\text{c}})_Б = \frac{Z_{\text{c}}}{\sqrt{\rho}}.$$

Таким образом, возможны два варианта четвертьволнового трансформатора, отличающиеся величиной характеристического сопротивления согласующей секции и расстоянием l от трансформатора до нагрузки (рис. 7.27, *а*, *б*). В коаксиальной линии практически удобнее использовать второй вариант, поскольку согласующая секция легко выполняется в виде передвижной металлической или диэлектрической втулки, обеспечивающей $Z'_{\text{c}} < Z_{\text{c}}$.

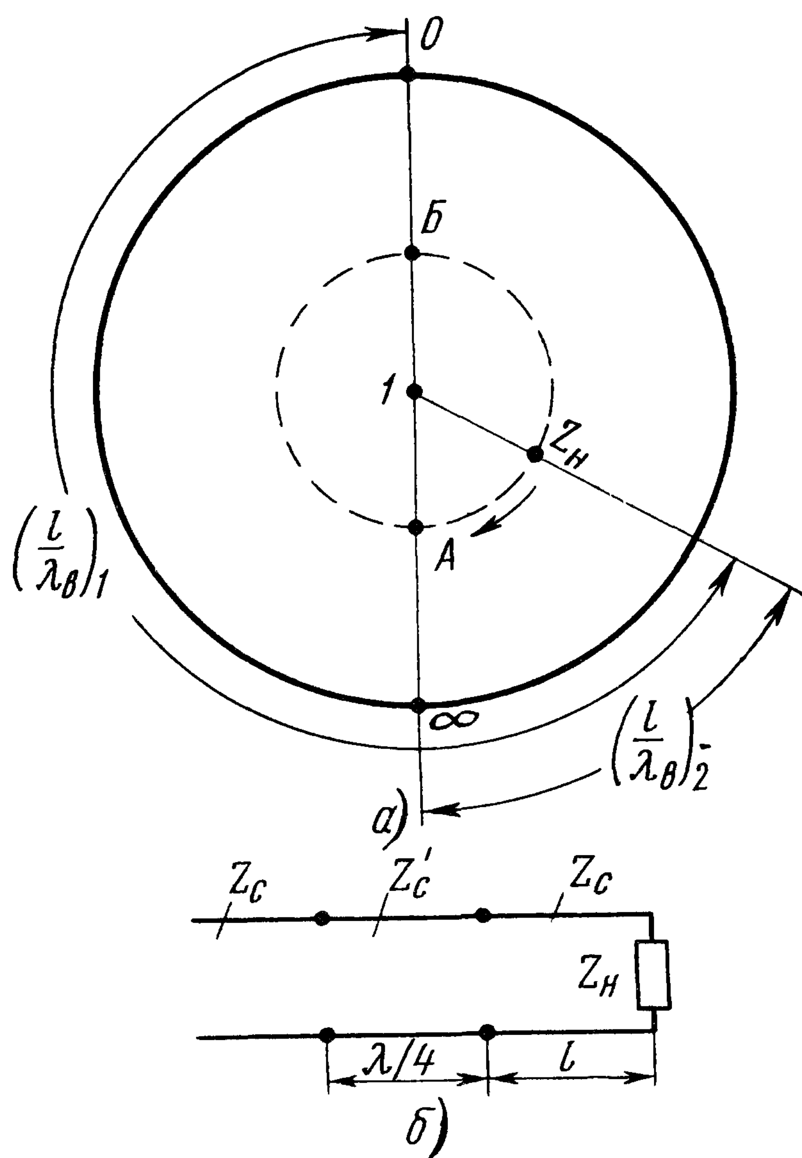


Рис. 7.27. Применение четвертьволнового трансформатора для согласования комплексной нагрузки

Заметим, что в принципе (без учета активных потерь в трансформаторе) при помощи четвертьволнового трансформатора можно согласовать нагрузку с любым конечным значением коэффициента стоячей волны*. Однако плавно регулировать согласование при изменении КСВ нагрузки с помощью четвертьволнового трансформатора нельзя. Далее, диапазон волн, в котором сохраняется приемлемое согласование, ограничен, поскольку длина трансформирующей секции устанавливается с расчетом на известную длину волны.

Четвертьволновые трансформаторы используются в случаях, когда нагрузка фиксирована в достаточно узких пределах. Наи-

---

* Невозможность согласования нагрузки с бесконечно высоким значением КСВ вытекает из энергетических соображений, поскольку при $\rho \to \infty$ потери в нагрузке отсутствуют. Вся энергия падающей волны должна отражаться к генератору.

более часто они применяются для согласования передающих линий СВЧ, имеющих разные размеры поперечного сечения. Четвертьволновые трансформаторы широко применяются также в выводах энергии некоторых типов электровакуумных приборов СВЧ, в особенности магнетронов. В этих случаях четвертьволновый трансформатор включается между колебательной системой генератора и выходной линией (волноводом).

Иногда в качестве волноводного четвертьволнового трансформатора используются не только обычные прямоугольные волноводы, но и волноводы с более сложной формой поперечного сечения, например, Н-образные волноводы, описанные в § 5.8, *а*. Для расширения полосы частот, в пределах которой обеспечивается приемлемое согласование, часто пользуются не одним, а несколькими четвертьволновыми трансформаторами, располагаемыми в виде ступенек один за другим.

б. Трансформатор типа одиночной передвижной реактивной проводимости

Если согласуемая нагрузка изменяется в широких пределах, может быть с успехом применен трансформатор, принципиальная схема которого показана на рис. 7.28,*а*. В этом случае по передающей линии перемещается чисто реактивный элемент с переменной проводимостью jB, шунтирующий данную линию. В качестве такого элемента может быть использован короткозамкнутый шлейф, длина которого изменяется с помощью передвижного мостика или поршня (рис. 7.28,*б*). В волноводных линиях с этой же целью применяют передвижной реактивный штырь с регулируемой глубиной погружения.

Трансформаторы типа одиночной передвижной реактивной проводимости получили название *одношлейфовых трансформаторов*, в отличие от двухшлейфовых и трехшлейфовых трансформаторов, рассматриваемых в дальнейшем изложении.

Объяснение действия одношлейфового трансформатора можно дать с помощью круговой полярной диаграммы. В связи с тем, что согласующий элемент включен в основную линию параллельно, удобно воспользоваться диаграммой в терминах проводимостей. Соответствующее построение приведено на рис. 7.29. Точкой $Y_н$ на диаграмме обозначена проводимость нагрузки в относительных единицах. Изменение расстояния L от нагрузки до точек включения шлейфа соответствует перемещению по окружности $\rho = \text{const}$.

Роль согласующего элемента сводится в данном случае только к изменению реактивной проводимости. В этом нетрудно убедиться на примере шунтирующего шлейфа, рассматривавшегося в § 7.4, д. Активная проводимость линии шлейфом изменена быть

не может. Поскольку для согласования требуется единичная активная входная проводимость, очевидно, что согласующий реактивный элемент должен быть помещен в сечении линии, где активная составляющая входной проводимости равна единице.

На круговой диаграмме (рис. 7.29) имеются две точки A и $Б$, соответствующие пересечению окружности $\rho = \mathrm{const}$ с окружно-

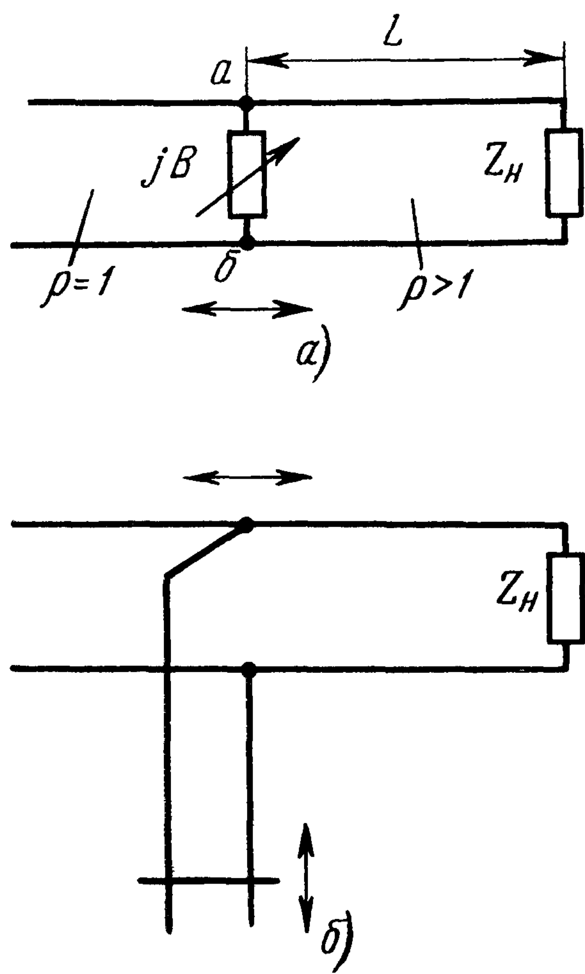


Рис 7.28. Трансформатор типа одиночной передвижной реактивной проводимости (однoшлейфовый трансформатор)

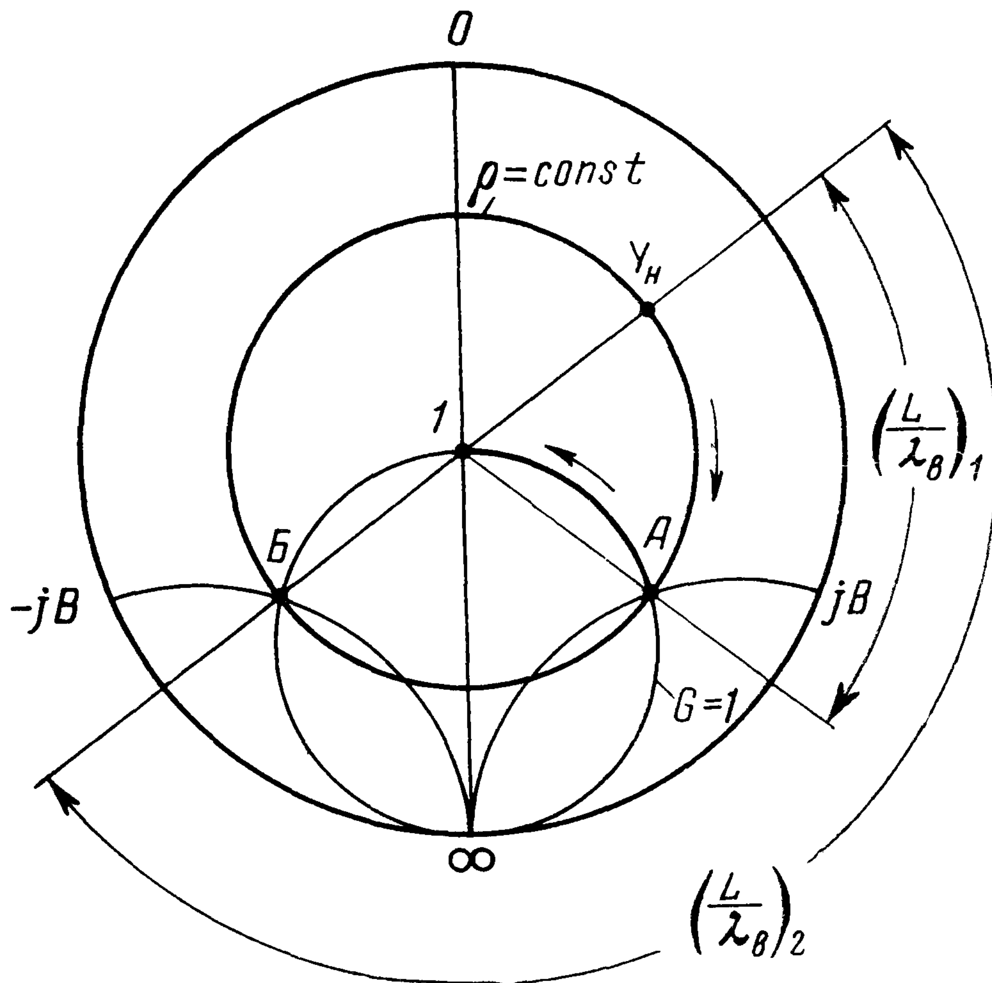


Рис. 7.29. Объяснение действия одношлейфового трансформатора на полярной диаграмме полных проводимостей

стью $G=1$. Отсюда определяется расстояние от нагрузки до шлейфа или штыря, соответствующее фазовым углам $\left(\frac{L}{\lambda_в}\right)_1$ и $\left(\frac{L}{\lambda_в}\right)_2$. После того, как штырь или шлейф установлен в одном из указанных положений, необходимо изменять величину его реактивной проводимости таким образом, чтобы суммарная реактивная проводимость стала равной нулю. Этому соответствует движение по окружности $G=1$ по направлению к центру круговой диаграммы. Из рис. 7.29 можно заключить, что согласование с помощью одношлейфового трансформатора возможно при любых конечных значениях КСВ нагрузки.

Трансформатор с передвижным шлейфом имеет некоторые конструктивные недостатки — наличие скользящих контактов в основной линии. Волноводный штыревой трансформатор обусловливает также снижение пробивной прочности тракта. Как

и в случае четвертьволнового трансформатора, согласование, обеспечиваемое одношлейфовым трансформатором, не является широкополосным. При изменении рабочей частоты согласование необходимо осуществлять заново.

В качестве фиксированных трансформаторов типа шунтирующей реактивной проводимости могут с успехом применяться индуктивные и емкостные диафрагмы. Методика расчета места включения согласующей диафрагмы такова же, как при использовании шлейфа или штыря. Величина реактивной проводимости диафрагмы jB, необходимая для согласования, также определяется из круговой диаграммы по точке пересечения окружностей $\rho = \text{const}$ и $G = \text{const} = 1$.

Нетрудно видеть, что диафрагма, соответствующая согласованию в точке A на рис. 7.29, должна иметь индуктивный характер, поскольку входная реактивная проводимость в рассматриваемой точке является емкостной. Наоборот, в режиме, соответствующем точке $Б$, следует использовать емкостную диафрагму. Размеры диафрагм определяются по известной величине jB с помощью формул или графиков, приведенных в § 6.4. Практически предпочтение отдается обычно индуктивным диафрагмам, не вызывающим заметного снижения пробивной прочности волновода.

Применение диафрагм возможно в тех случаях, когда величина проводимости нагрузки известна и более или менее неизменна в рабочих условиях. При меняющейся нагрузке в волноводных линиях приходится пользоваться вместо диафрагм согласующим штырем. Конструкция трансформатора в виде передвижного шлейфа нашла лишь ограниченное применение, главным образом, в открытых двухпроводных линиях на сравнительно длинных волнах.

в. Двухшлейфовый и трехшлейфовый трансформаторы

Рассмотрим согласование при помощи двух неподвижных шунтирующих реактивных проводимостей, например, шлейфов, включенных в линию на расстоянии L, отличном от половины длины волны *. Реактивная проводимость шлейфов изменяется путем перемещения короткозамыкающих мостиков или поршней.

Анализ действия трансформатора начнем с точек *аб* на рис. 7.30, *а*. В этих точках при наличии согласования полная входная проводимость в относительных единицах $(Y_{вх})_{аб}$ должна быть равна

$$(Y_{вх})_{аб} = 1 + j0.$$

В процессе согласования шлейф не может изменить активной составляющей проводимости в указанных точках. Поэтому полная входная

* В противном случае два шлейфа были бы эквивалентны одному неподвижному шлейфу, что сделало бы согласование в общем случае невозможным при неподвижных шлейфах.

проводимость линии без шлейфа $Y_{аб}$ правее точек *аб* (рис. 7.30, *б*) должна лежать на окружности $G=1$, как показано на круговой диаграмме проводимостей на рис. 7.31, *а*.

Полная входная проводимость линии вместе со вторым шлейфом в точках *вг* $(Y_{вх})_{вг}$ отличается от проводимости $Y_{аб}$ поворотом по диаграмме на угол $\frac{L}{\lambda_в}$. Следовательно, геометрическим местом точек, на

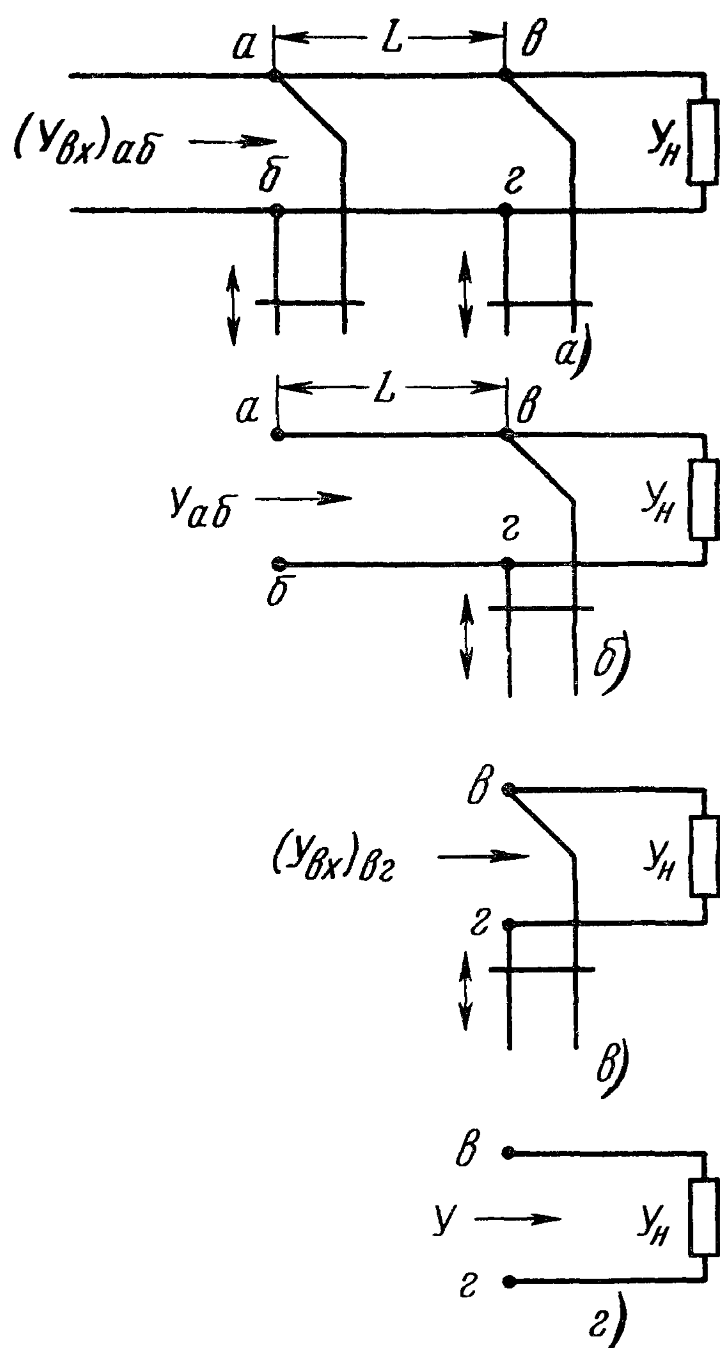


Рис. 7.30. Двухшлейфовый трансформатор полных сопротивлений

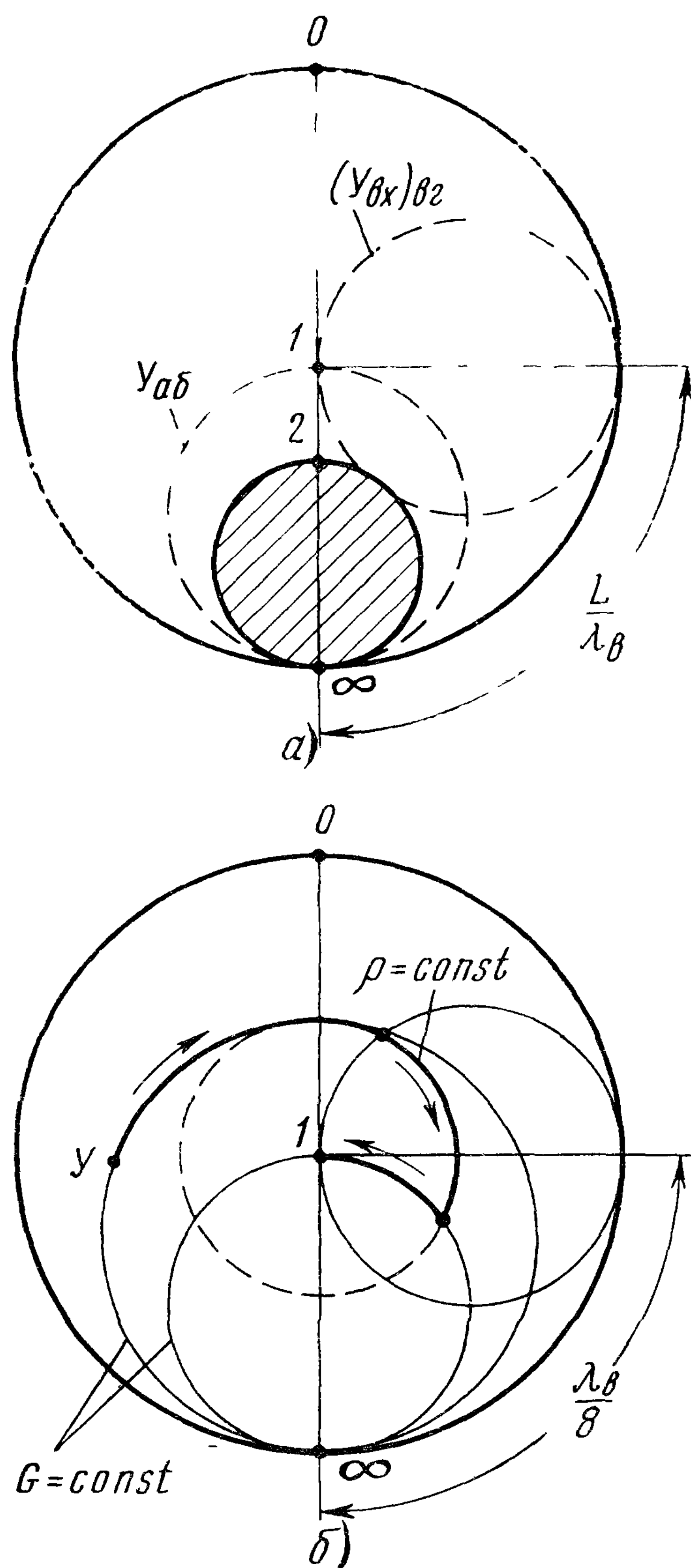


Рис. 7.31. Объяснение действия двухшлейфового трансформатора на диаграмме полных проводимостей

котором должна находиться проводимость $(Y_{вх})_{вг}$, является окружность $G=1$, повернутая против часовой стрелки на указанный угол. На рис. 7.31, *а* длина L выбрана равной $\frac{\lambda_в}{8}$.

Шлейф, включенный в точках *вг*, также не может изменить активной проводимости. Для того, чтобы попасть на окружность $(Y_{вх})_{вг}$ и потом обеспечить согласование с помощью двух шлейфов, необходимо, чтобы

проводимость Y правее точек *вг* лежала за пределами заштрихованного круга на рис. 7.31, *а*. Этот круг ограничен окружностью $G=\text{const}$, касательной к окружности $(Y_{вх})_{вг}$.

Проведенное рассуждение показывает, что двухшлейфовый трансформатор имеет некоторую «недосягаемую зону» проводимостей нагрузки на круговой диаграмме. Чем ближе расстояние L к $\frac{\lambda_в}{4}$, тем эта зона больше. Для каждого фиксированного значения L существует предельная величина КСВ нагрузки, когда согласование возможно при любой фазе стоячей волны. При более высоких значениях КСВ двухшлейфовый трансформатор обеспечивает согласование лишь при определенных значениях фазы, когда проводимость нагрузки в сечении ближайшего к ней шлейфа не попадает в заштрихованный круг.

В случае $\frac{\lambda_в}{8}$, показанном на рис. 7.31, *а*, предельная величина КСВ равна 2. На рис. 7.31, *б* для наглядности показан процесс согласования нагрузки с проводимостью, обозначенной на диаграмме точкой Y.

Невозможность согласования при любых конечных значениях КСВ нагрузки является недостатком двухшлейфового трансформатора. Тем не менее, двухшлейфовые трансформаторы часто применяются в коаксиальных и волноводных линиях для согласования нагрузок, характеризующихся умеренными значениями КСВ. Расстояние между шлейфами выбирается обычно равным нечетному числу $\frac{\lambda_в}{8}$, например $\frac{3}{8}\lambda_в$ или $\frac{5}{8}\lambda_в$. В случае волноводных систем используются Е- и Н-тройники, эквивалентные схемы которых обсуждались в § 6.6.

Для согласования нагрузок, характеризующихся любыми конечными значениями КСВ, можно применить трехшлейфовый трансформатор, схематически показанный на рис. 7.32. Трехшлейфовый трансформатор можно мыслить, как комбинацию двух двухшлейфовых трансформаторов. Расстояние между всеми шлейфами можно выбрать равным $\frac{\lambda_в}{4}$. В случае, когда активная входная проводимость в точках *де* меньше единицы, для согласования достаточно использовать пару шлейфов, ближайших к нагрузке. Третий шлейф, по существу, не нужен и может быть фиксирован, например, на высоте 4. Если же $G_{де}>1$, то для ближайших двух шлейфов нагрузка оказывается в «недосягаемой» зоне. Однако для пары дальних шлейфов в результате трансформации на отрезке линии между сечениями *де* и *вг* активная проводимость снова оказывается меньше единицы. Следовательно, согласование может быть теперь в принципе достигнуто без помощи шлейфа, включенного в сечении *де*.

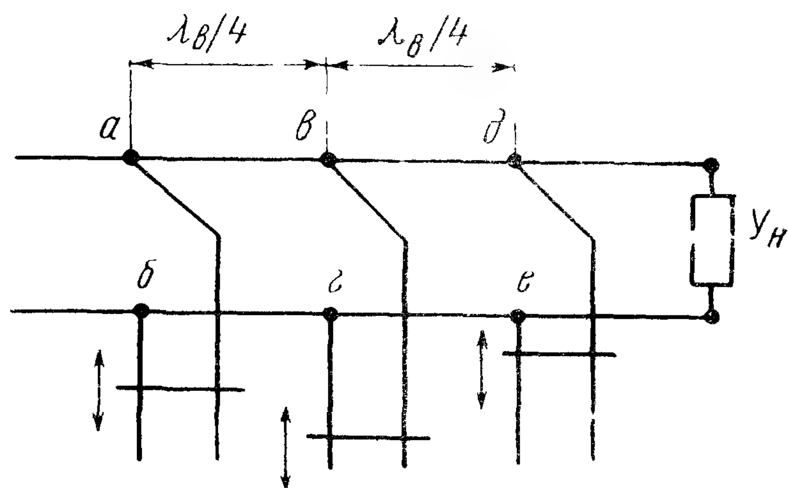


Рис. 7.32. Трехшлейфовый трансформатор

Трехшлейфовые трансформаторы выполняются как в коаксиальных, так и в волноводных линиях с помощью Е- и Н-тройников. При низкой передаваемой мощности шлейфы могут быть заменены штырями (винтами) с регулируемой глубиной погружения. Заметим, однако, что применять две или три реактивные диафрагмы не имеет смысла, так как согласование на фиксированной частоте при фиксированной нагрузке может быть достигнуто с помощью одной диафрагмы.

г. Пластинчатый диэлектрический трансформатор

Наряду с рассмотренными простейшими типами трансформаторов находят применение другие устройства, также использующие трансформирующие свойства отрезков передающих линий.

В качестве примера рассмотрим коаксиальный трансформатор с двумя диэлектрическими пластинами (шайбами), схематически изображенный на рис. 7.33. Каждая из этих шайб имеет протяженность $\frac{\lambda}{4\sqrt{\varepsilon}}$, где ε — относительная диэлектрическая проницаемость материала шайбы и λ — рабочая длина волны в свободном пространстве. Для волноводного трансформатора необходимо учесть длину волны $\lambda_в$, определяемую соотношением (2.55).

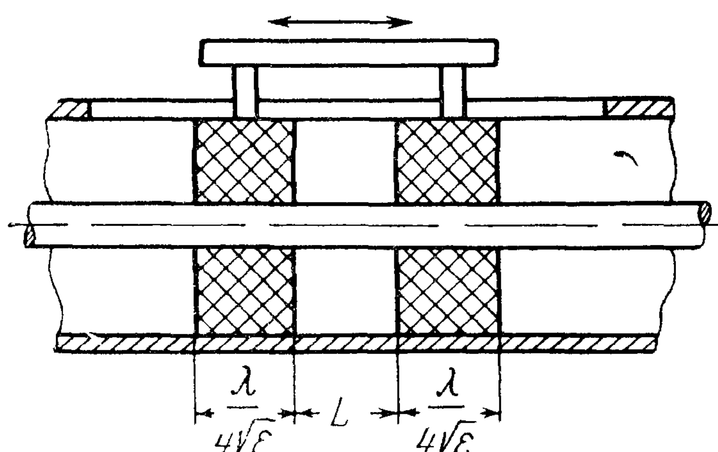


Рис. 7.33. Двухшайбовый диэлектрический трансфроматор в коаксиальной линии

Шайбы могут перемещаться как одна по отношению к другой (изменение L), так и совместно при неизменном расстоянии между ними.

Если шайбы сдвинуты вместе, то участок линии, заполненный диэлектриком, составляет половину длины волны и, следовательно, трансформация сопротивления отсутствует. При расстоянии L между шайбами, равном четверти длины волны, трансформация сопротивления оказывается наибольшей. Можно показать, что максимальная величина КСВ, при которой возможно согласование с помощью такого трансформатора, равна квадрату относительной диэлектрической проницаемости вещества, из которого изготовлены пластины трансформатора.

Для изготовления описанных трансформаторов используют диэлектрики со сравнительно высокой диэлектрической постоянной и малыми высокочастотными потерями, например, плавленый кварц. Полагая для кварца $\varepsilon=3{,}8$ (см. приложение 4), можно сделать вывод, что предельная величина КСВ трансформатора составляет около 15.

Конструкции пластинчатого и других типов трансформаторов полных сопротивлений, находящих основное применение на практике, описаны в гл. 8, посвященной элементам волноводной техники.

§ 7.7. ПРОЧИЕ ВОПРОСЫ СОГЛАСОВАНИЙ

В качестве фиксированных трансформаторов полных сопротивлений часто находят применение отрезки неоднородных передающих линий СВЧ. Простейшим примером такого трансформа-

тора является конический переход, с помощью которого согласовываются волноводные или коаксиальные линии с различными эквивалентными и характеристическими сопротивлениями. Основным достоинством конического трансформирующего перехода является широкополосность (см. ниже), достигаемая за счет увеличения длины перехода и подбора его профиля.

Другим примером применения неоднородных линий является так называемый *экспоненциальный трансформатор*, представляющий собой передающую линию, характеристическое или эквивалентное сопротивление которой изменяется по экспоненциальному закону. Устройство экспоненциального трансформатора может иметь вид, показанный на рис. 7.34. Прямоугольные волноводы, имеющие одинаковые широкие размеры a и разные узкие размеры сечения b_1 и b_2, согласовываются с помощью металлических вкладышей экспоненциального профиля.

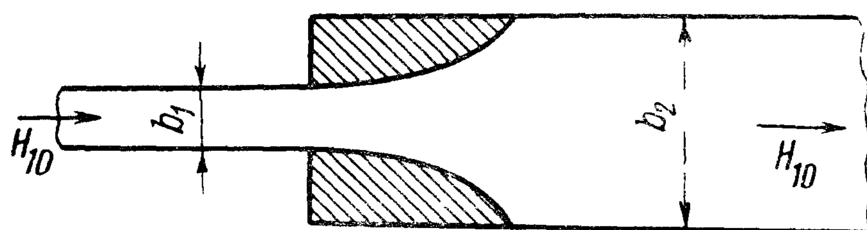


Рис. 7.34. Экспоненциальный трансформатор в прямоугольном волноводе

Конические, экспоненциальные и другие трансформаторы с неоднородными передающими линиями находят применение не только в технике сверхвысоких частот, но и при конструировании многих электровакуумных приборов СВЧ.

Любой из типов трансформаторов не может, разумеется, обеспечить в конечной полосе частот (при неизменной конструкции и настройке) идеального согласования, т. е. КСВ, в точности равного единице. В связи с этим возникает вопрос, какая степень согласования может считаться на практике удовлетворительной и хорошей.

Ответить на этот вопрос можно ориентировочно с учетом назначения рассматриваемой аппаратуры. Для большинства полевых установок можно считать удовлетворительным согласование при $\rho<1{,}5$, например, при $\rho\approx1{,}2$. В измерительных лабораторных устройствах желательно иметь $\rho<1{,}1$. Наконец, в прецизионных измерительных устройствах удовлетворительным считается согласование $\rho<1{,}05$; иногда КСВ требуется даже менее 1,02. Такое согласование важно, например, для нагрузок, используемых в качестве эталона согласования.

Качество согласования характеризуется не только величиной КСВ на некоторой частоте (длине волны), но и скоростью его изменения при изменении частоты по отношению к номинальной или средней частоте ν_0. Так, узкополосное согласование, для которого зависимость $\rho=f(\nu)$ имеет вид кривой a на рис. 7.35, не всегда может считаться удовлетворительным. Под *широкополосным* согласованием обычно подразумевают случай, когда величина КСВ остается ниже заданного предельного уровня, например,

$\rho \leqslant 1{,}2$ в полосе частот $\frac{\Delta\nu}{\nu_0}$ не менее $\pm(5-10)\%$ от средней частоты. Требуемая полоса частот доходит иногда до октавы и более.

Кривая *б* на рис. 7.35 соответствует так называемому максимально-плоскому согласованию. Кривая *в*, имеющая осциллирующий характер зависимости КСВ от частоты, обеспечивает наибольшую полосу частот при заданном предельном уровне КСВ $\rho_{\text{пред}}$ или наименьшую величину КСВ при заданной рабочей полосе частот. В частности, для получения оптимального многоступенчатого четвертьволнового перехода, упоминавшегося в

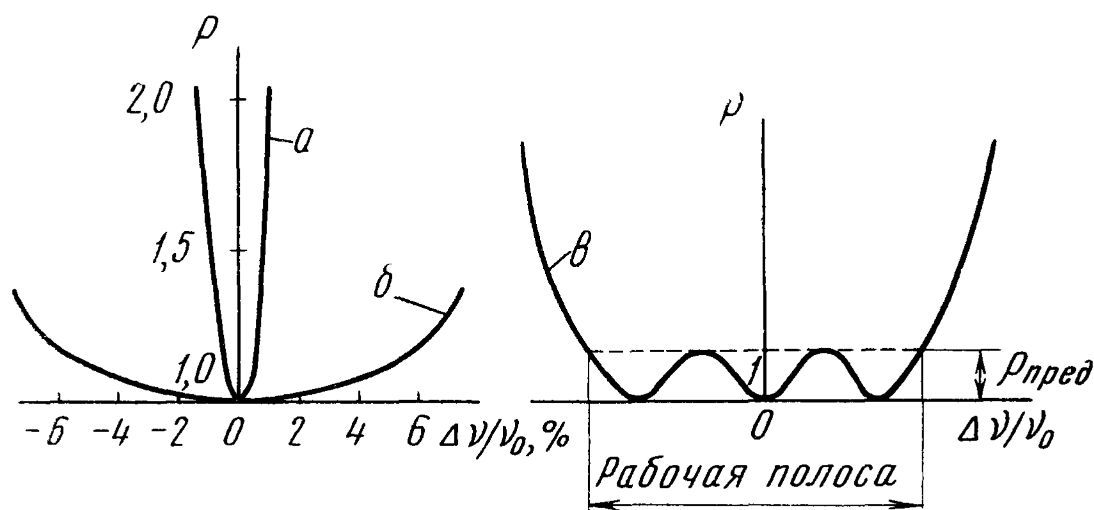


Рис. 7.35. Сравнение узкополосного (*а*) и широкополосного (*б, в*) согласований

§ 7.6, *а* и обеспечивающего характеристику типа *в* на рис. 7.35, характеристические сопротивления каждого четвертьволнового трансформатора должны находиться в соотношении, описываемом полиномом Чебышева. В связи с этим такие переходы иногда называют «чебышевскими трансформаторами» [9].

Вопросы широкополосности высокочастотных трактов в настоящее время особенно актуальны в связи с разработкой и применением ламп с большим диапазоном механической и электронной настройки — клистронов, магнетронов, ламп прямой и обратной бегущей волны и др.

Все рассмотренные типы трансформаторов, за исключением плавных переходов, являются по своей природе резонансными. Получение согласования в очень широкой полосе (порядка 30—40% и более) является нелегкой задачей. Оно достижимо лишь в специальных случаях, причем оказывается необходимым знать закон изменения сопротивления нагрузки в зависимости от частоты. Лучший, хотя и не всегда осуществимый способ достижения хорошего согласования заключается не в применении трансформаторов, а в исключении отражений от нагрузок и неоднородностей путем выбора рациональной конструкции последних.

Для расширения полосы частот при согласовании желательно включать трансформатор возможно ближе к согласуемой нагрузке (рис. 7.36). При этом уменьшается влияние изменения элек-

трической длины линии на величину входного сопротивления и, следовательно, на величину КСВ при изменении частоты генератора. Включение трансформатора вблизи нагрузки имеет и другие преимущества. К их числу относятся обеспечение большей надежности при высокой мощности и уменьшение потерь в линии, поскольку основная часть линии благодаря согласованию работает в режиме бегущей волны*.

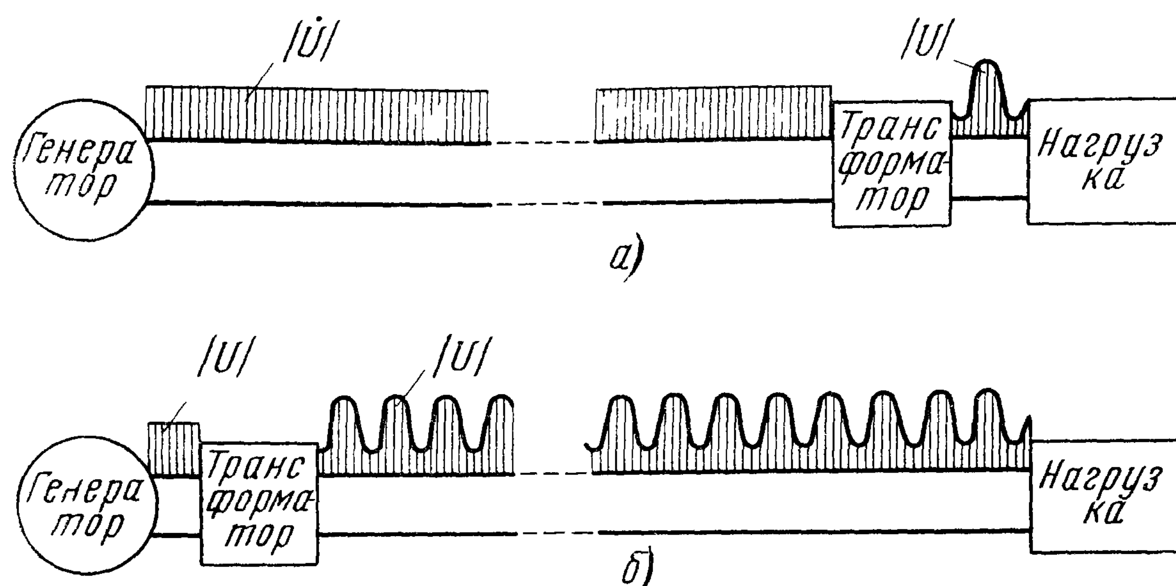


Рис. 7.36 Правильное (*а*) и неправильное (*б*) включение согласующего трансформатора по отношению к генератору. Вдоль линии построены эпюры стоячей и бегущей волн напряжения

При реальной работе с *настраиваемыми трансформаторами* нет необходимости пользоваться какими бы то ни было расчетами. Режим согласования может быть быстро и легко найден из опыта при контроле величины КСВ или мощности, поступающей в нагрузку (см. § 7. 5, а). Таким образом, приведенные выше круговые диаграммы служат лишь для доказательства принципиальной возможности согласования. Однако в случае *фиксированных трансформаторов* аналитический и графический расчеты дают очень хорошие результаты и обязательно должны применяться во избежание ненужной экспериментальной работы при изготовлении и проверке опытных макетов трансформаторов.

Трансформаторы полных сопротивлений можно с успехом применять не только для согласования, но и для получения заданного рассогласования. Трансформаторы, используемые для этой цели, часто называют *рассогласователями*. Рассогласователи оказываются необходимыми, например, при снятии нагрузочных характеристик электровакуумных приборов СВЧ. Особенно удобны для этой цели рассогласователи, позволяющие независимо изменять величи-

* Полезно снова сравнить согласование на СВЧ с повышением коэффициента мощности $\cos\varphi$ в электрических сетях промышленной частоты. Выбор места включения трансформатора аналогичен выбору включения компенсаторов непосредственно у потребителя, а не на питающей электростанции.

ну КСВ и фазу стоячей волны. Указанному требованию удовлетворяет, например, двухшайбовый диэлектрический трансформатор. Расстояние между пластинами определяет величину КСВ, а положение пластин при их одновременном перемещении — фазу стоячей волны. Сходными свойствами обладает трансформатор типа одиночного передвижного штыря с переменной глубиной погружения.

В заключение следует сделать замечание о физических основах согласования. Устранение отраженных волн достигается путем создания дополнительных волн, отражающихся от трансформатора. Волны, отраженные от трансформатора и нагрузки, должны интерферировать, для чего требуется обеспечить равенство их амплитуд и сдвиг фаз на 180°. Регулировка трансформаторов сводится, таким образом, к созданию условий, необходимых для полного погашения отраженных волн. Трактовка вопросов согласований в терминах сопротивлений и проводимостей, более подходящих для инженерных расчетов, не должна заслонять простой физической картины интерференции волн в передающих линиях СВЧ.

§ 7.8. ПОНЯТИЕ О ПРИМЕНЕНИИ МАТРИЦ ПРИ АНАЛИЗЕ И СИНТЕЗЕ СВЧ ЦЕПЕЙ

Анализ и синтез сложных СВЧ цепей, состоящих из отрезков передающих линий, разветвлений и сосредоточенных сопротивлений и проводимостей, могут быть в значительной мере рационализированы при использовании общей теории линейных многополюсников. С этой целью к эквивалентной схеме СВЧ цепи можно применить расчеты в матричной форме. Число пар полюсов эквивалентного многополюсника определяется не только количеством реальных волноводных входов, связанных с рассматриваемым устройством, но, в общем случае, и числом типов волн (включая волны с различными поляризациями), распространяющихся в волноводах на рабочей частоте.

В общей теории низкочастотных цепей широкое применение находят три типа матриц [2,8]. В частности, при рассмотрении каскадного включения, часто встречающегося и в технике СВЧ, может быть использована матрица передачи типа $[A]$, представляющая собой квадратную таблицу комплексных коэффициентов A, B, C, D, входящих в основные уравнения четырехполюсника. Матрица передачи четырехполюсника, соответствующего всему каскадному соединению, равна произведению $[A]$-матриц каждого из каскадов. При расчетах последовательного и параллельного включений удобно использовать соответственно матрицы полных сопротивлений и полных проводимостей типов $[Z]$ и $[Y]$. Матрица эквивалентного четырехполюсника в случае последовательного включения оказывается равной сумме соответствующих $[Z]$-матриц, а в случае параллельного соединения — сумме матриц $[Y]$. Последовательность этих расчетов не отличается от [2] и здесь может не рассматриваться.

Особенно продуктивным, однако, оказывается метод *матриц рассеяния* (волновых матриц), введенный специально для анализа СВЧ цепей. Вместо сопротивлений и проводимостей в матрице рассеяния используются комплексные коэффициенты отражения и передачи волн по напряжению (напряженности поля) между соответствующими парами полюсов (плечами или входами) рассматриваемого многополюсника.

Обратимся снова к рис. 6.40, *а,* на котором изображена сложная неоднородность с несколькими (в данном случае четырьмя) подключенными к ней передающими линиями. Для простоты будем считать, что по каждой линии распространяется только один тип волны. Соответствующая эквивалентная схема в виде восьмиполюсника приведена на рис. 6.40, *б*. Пунктиром на рис. 6.40, *а* отмечены плоскости отсчета параметров в каждом из плеч.

Обозначим через a_i нормированную амплитуду падающей волны, соответствующей движению энергии в сторону многополюсника из i-го плеча. Через b_i обозначим нормированную амплитуду волны, выходящей из многополюсника в i-е плечо. Эту волну можно рассматривать как отраженную от данного многополюсника.

Напомним, что в длинной линии мощности падающей и отраженной волн равны:

$$P_{\text{пад}} = \frac{1}{2}\,\frac{|\dot U_{\text{пад}}|^2}{Z_c};\quad P_{\text{отр}} = \frac{1}{2}\,\frac{|\dot U_{\text{отр}}|^2}{Z_c}.$$

Полагая $Z_c = 1$, можно связать нормированные напряжения a_i и b_i с падающей и отраженной мощностями в i-м плече в виде

$$(P_{\text{пад}})_i = \frac{1}{2}\,|a_i|^2 = \frac{1}{2}\,a_i a_i^*;$$

$$(P_{\text{отр}})_i = \frac{1}{2}\,|b_i|^2 = \frac{1}{2}\,b_i b_i^*.$$

Мощность, выходящая из $2n$-полюсника в каждое из его плеч, зависит от мощностей, поступающих со стороны всех плеч. Поэтому свойства $2n$-полюсника (но не его конкретное внутреннее устройство) могут быть однозначно описаны комплексными коэффициентами передачи по напряжению s_{ik} из k-го плеча в i-е плечо рассматриваемой системы между выбранными плоскостями отсчета. Нормированные напряжения волн, выходящих из многополюсника, в общем случае могут быть представлены в виде сумм:

$$b_1 = s_{11}a_1 + s_{12}a_2 + \ldots + s_{1n}a_n;$$

$$b_2 = s_{21}a_1 + s_{22}a_2 + \ldots + s_{2n}a_n;$$

$$b_n = s_{n1}a_1 + s_{n2}a_2 + \ldots + s_{nn}a_n.$$

Последние уравнения в матричной форме приобретают вид

$$\begin{bmatrix} b_1 \\ b_2 \\ \ldots \\ b_n \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} s_{11}\, s_{12} \ldots s_{1n} \\ s_{21}\, s_{22} \ldots s_{2n} \\ \cdot\;\cdot\;\cdot\;\cdot\;\cdot\;\cdot \\ s_{n1}\, s_{n2} \ldots s_{nn} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \\ \ldots \\ a_n \end{bmatrix} = [S] \begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \\ \ldots \\ a_n \end{bmatrix}. \qquad (7.57)$$

Здесь через $[S]$ обозначена квадратная матрица рассеяния, равная

$$[S] = \begin{bmatrix} s_{11}\, s_{12} \ldots s_{1n} \\ s_{21}\, s_{22} \ldots s_{2n} \\ s_{n1}\, s_{n2} \ldots s_{nn} \end{bmatrix}. \qquad (7.58)$$

Выражение (7.57) можно переписать несколько иначе:

$$[b]=[S]\ [a], \qquad (7.59)$$

где $[b]$ и $[a]$ соответственно матрицы-столбцы отраженных и падающих волн. Бросается в глаза внешнее сходство выражения (7.59), характеризующего многополюсник, с выражением $E_{\text{отр}}=\Gamma E_{\text{пад}}$, справедливым для любой двухполюсной нагрузки.

При изменении положения плоскостей отсчета в дальней зоне коэффициенты матрицы рассеяния s_{ik} изменяются по фазе, оставаясь неизменными по модулю (предполагается, что потери в подводящих линиях равны нулю). Коэффициенты рассеяния s_{ii} (при $k=i$), например s_{11}, s_{22} и т. д. имеют простой физический смысл и равны коэффициентам отражения Γ_i при подаче сигнала со стороны i-го плеча, если отсутствуют волны, поступающие из остальных плеч. Таким образом, в остальных плечах при этом предполагаются включенными согласованные нагрузки.

Величины безразмерных коэффициентов рассеяния s_{ik} зависят от структуры многополюсника. В наиболее распространенном случае, когда многополюсник удовлетворяет принципу взаимности, изменение направления движения волны не влияет на величину коэффициента передачи, т. е. $s_{ik}=s_{ki}$. При изменении нагрузок, подключенных извне к каждому из плеч, коэффициенты рассеяния и вся матрица $[S]$ остаются неизменными.

Численные значения коэффициентов s_{ik} могут быть получены экспериментальным путем или из теоретических соображений. Большую роль при составлении матриц рассеяния может играть геометрическая симметрия неоднородности. В частном случае при отсутствии потерь, т. е. при чисто реактивном характере многополюсника, закон сохранения энергии дает следующую связь между коэффициентами матрицы:

$$\sum_{k=1}^{k=n} s_{ki}s_{kj}^{*}=\begin{cases}1 & \text{при } i=j,\\ 0 & \text{при } i\neq j.\end{cases}$$

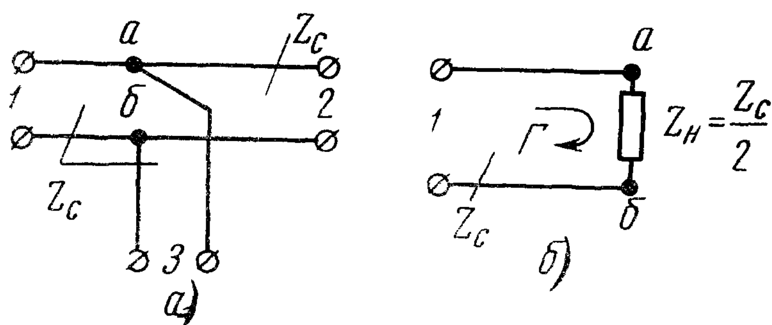


Рис. 7.37. К рассмотрению матрицы рассеяния плотностью симметричного параллельного тройника

Для примера рассмотрим матрицу рассеяния полностью симметричного параллельного тройника, изображенного на рис. 7.37, *а*. В волноводной технике этому соответствует тройник в плоскости *H*, плечи которого расходятся на рис. 6.19, *а* под углом $\varphi=120°$ (так называемый *Y*-тройник). Входное сопротивление со стороны любого плеча при включении в остальные плечи согласованных нагрузок (рис. 7.37, *б*) равно $\frac{Z_c}{2}$, откуда $\Gamma=-\frac{1}{3}$. Следовательно, с учетом симметрии $s_{11}=s_{22}=s_{33}=-\frac{1}{3}$. Далее, в том же режиме от входа любого из плеч отражается $|\Gamma|^2$, т. е. $^1/_9$ часть мощности, что дает прохождение в каждое из плеч $^4/_9$ входной мощности. Модуль коэффициента передачи по напряжению оказывается равным $^2/_3$. Поскольку в параллельном тройнике волны разветвляются синфазно (см. выше § 6.6), все остальные коэффициенты рассеяния имеют положительный знак и равны $^2/_3$.

Таким образом, матрица рассеяния рассматриваемого шестиполюсника оказывается равной

$$[S]=\begin{bmatrix} -\frac{1}{3} & \frac{2}{3} & \frac{2}{3} \\ \frac{2}{3} & -\frac{1}{3} & \frac{2}{3} \\ \frac{2}{3} & \frac{2}{3} & -\frac{1}{3} \end{bmatrix}=\frac{1}{3}\begin{bmatrix} -1 & 2 & 2 \\ 2 & -1 & 2 \\ 2 & 2 & -1 \end{bmatrix}. \quad (7.60)$$

Исходя из аналогичных соображений, можно составить матрицу рассеяния параллельного тройника, *согласованного* со стороны одного плеча, например, бокового плеча *3*. Для получения согласования можно сделать характеристическое (волновое) сопротивление плеча *3* в два раза меньше, чем у плеч *1* и *2*. Читатель может самостоятельно убедиться в том, что матрица рассеяния в этом случае принимает вид

$$[S]=\frac{1}{2}\begin{bmatrix} -1 & 1 & \sqrt{2} \\ 1 & -1 & \sqrt{2} \\ \sqrt{2} & \sqrt{2} & 0 \end{bmatrix}. \quad (7.61)$$

Приведем в заключение матрицу рассеяния более сложного восьмиполюсного устройства — двойного волноводного тройника (рис. 6.34). Воспользуемся рассмотренными в § 6.8 свойствами двойного тройника, учитывая взаимность, пространственную симметрию и отсутствие потерь. Налагая часто требующееся на практике дополнительное условие согласования со стороны двух противоположных плеч, можно получить:

$$[S]=\frac{1}{\sqrt{2}}\begin{bmatrix} 0 & 0 & 1 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & -1 \\ 1 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & -1 & 0 & 0 \end{bmatrix}. \quad (7.62)$$

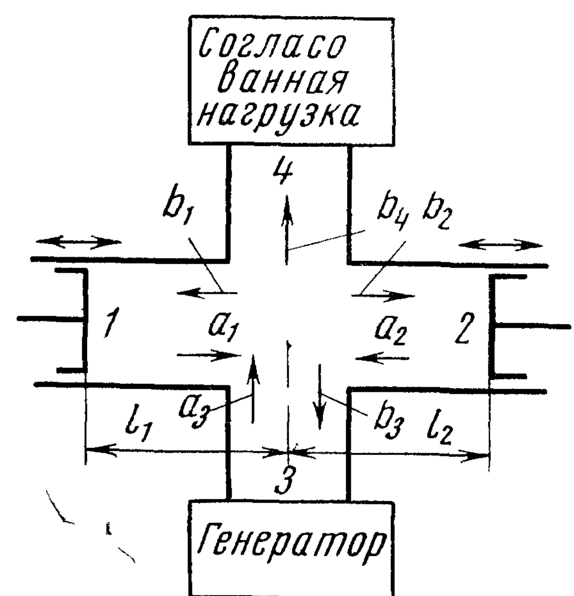


Рис. 7.38. К расчету прохождения сигнала в противоположное плечо двойного тройника

Матрицы рассеяния некоторых других типов четырехполюсников, шестиполюсников и восьмиполюсников, в том числе некоторых невзаимных устройств (см. ниже гл. 8), приведены в приложении 6. Формулы перехода от матрицы рассеяния к матрицам других типов имеются в [8,29].

Пользуясь готовыми матрицами рассеяния, можно быстро производить интересные расчеты. На рис. 7.38 изображен для примера согласованный двойной тройник («магическое *T*»), в плечах *1* и *2* которого расположены передвижные короткозамыкающие поршни. К плечу *3* подключен согласованный генератор СВЧ колебаний; в плече *4* находится согласованная нагрузка, например, идеальная передающая антенна. Требуется найти зависимость мощности, поступающей в плечо *4*, от положения поршней. Отсчет положения поршней будем вести, например, от плоскости симметрии тройника.

Воспользуемся матрицей рассеяния (7.62). Присутствие поршней в плечах *1* и *2* обусловливает (с учетом знака при отражении от поршня):

$$a_1=-b_1e^{-j2\beta l_1};\quad a_2=-b_2e^{-j2\beta l_2},$$

где $\beta = \frac{2\pi}{\lambda_в}$. В плече *4* имеется согласованная нагрузка, поэтому $a_4 = 0$. Таким образом, по уравнению (7.57) матрица нормированных выходных амплитуд приобретет вид

$$[b] = \begin{bmatrix} b_1 \\ b_2 \\ b_3 \\ b_4 \end{bmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 0 & 0 & 1 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & -1 \\ 1 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & -1 & 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} -b_1 e^{-j2\beta l_1} \\ -b_2 e^{-j2\beta l_2} \\ a_3 \\ 0 \end{bmatrix}.$$

Производя перемножение по правилу «строка на столбец», получаем:

$$b_1 = \frac{a_3}{\sqrt{2}}, \quad b_3 = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(-b_1 e^{-j2\beta l_1} - b_2 e^{-j2\beta l_2} \right);$$

$$b_2 = \frac{a_3}{\sqrt{2}}; \quad b_4 = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(-b_1 e^{-j2\beta l_1} + b_2 e^{-j2\beta l_2} \right).$$

Мощность P_4, поступающая из плеча *4* в согласованную нагрузку, равна

$$P_4 = \frac{1}{2} |b_4|^2 = \frac{|a_3|^2}{8} \left| e^{-j2\beta l_2} - e^{-j2\beta l_1} \right| = \frac{|a_3|^2}{2} \sin^2 (\beta l_1 - \beta l_2).$$

Поскольку при использовании нормированных амплитуд мощность генератора, включенного на согласованную нагрузку, составляет $P_3 = |a_3|^2/2$, полученное выражение для мощности P_4 приобретает окончательный вид

$$P_4 = P_3 \sin^2 (\beta l_1 - \beta l_2)$$

Максимум мощности, проходящей в противоположное плечо двойного тройника, достигается при $\beta l_1 - \beta l_2 = \frac{\pi}{2}$, т. е. при $l_1 - l_2 = \frac{\lambda_в}{4}$. Этот результат обсуждался с качественной точки зрения в § 6.8. Схема, похожая на рис. 7.38, используется для создания *балансного антенного переключателя* (см. ниже § 8.10). Роль поршней играют два резонансных разрядника, у которых в режиме передачи на внутренней поверхности входного резонансного окна зажигается СВЧ разряд.

Применение матриц рассеяния позволяет решать и более сложные задачи, в том числе производить анализ систем с учетом возможных фазовых и амплитудных погрешностей. Исходя из матрицы рассеяния, можно доказывать и некоторые общие свойства СВЧ цепей. Так, например, двойной волноводный тройник, согласованный со стороны двух противоположных плеч, оказывается согласованным со стороны всех плеч. Наоборот, согласование обычного параллельного или последовательного тройника возможно только со стороны одного (любого) плеча. Со стороны двух других плеч тройник оказывается в общем случае рассогласованным.

Глава восьмая

ЭЛЕМЕНТЫ ВОЛНОВОДНОЙ ТЕХНИКИ

§ 8.1. СОЧЛЕНЕНИЕ ВОЛНОВОДОВ И КОАКСИАЛЬНЫХ ЛИНИЙ

При сочленении отдельных отрезков волноводов и коаксиальных линий, составляющих высокочастотный тракт, в плоскости контакта должно обеспечиваться малое сопротивление для продольных токов, текущих по линии.

Распределение токов в стенках прямоугольного волновода* рассматривалось в § 3.6. Согласно рис. 3.18, важно обеспечить особенно хороший контакт по широким стенкам волновода, где протекает весь продольный ток. Если же в плоскости разъема контакт недостаточен, то возможны потери в контакте, частичное отражение волны от плоскости разъема, излучение из щелей в окружающее пространство и искрение в контакте при большой передаваемой мощности.

Для того, чтобы пояснить роль контактов в стыке волноводов, можно напомнить результаты расчета абсолютной величины токов в волноводе, проведенного в § 5.2. При мощности в 500 *квт*, передаваемой по волноводу 3-*см* диапазона, амплитуда плотности продольного поверхностного тока в середине широкой стенки составляет более 40 *а/см*. Полный продольный ток, протекающий в одном направлении через стык, приблизительно равен 60 *а*.

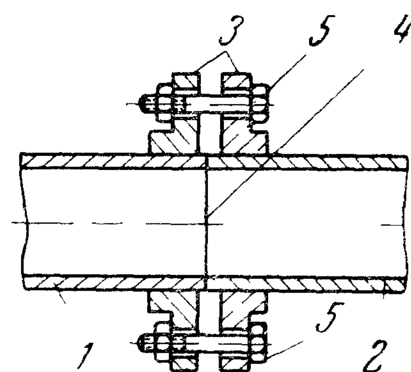


Рис. 8.1. Контактное соединение волноводов

1, 2 — сочленяемые волноводы, *3* — фланцы, *4* — плоскость разъема, *5* — винты для стягивания фланцев

Первый способ сочленения волноводов сводится к обеспечению возможно более совершенного контакта в месте стыка. Торцы волноводов обрабатывают особенно тщательно и стягивают при помощи специальных контактных фланцев, как показано на рис. 8.1.

Контактное соединение позволяет исключить описанные нежелательные эффекты.

---

* В дальнейшем при рассмотрении элементов волноводной техники, если не будет сделано особых оговорок, подразумевается использование волны типа H_{10} в прямоугольном волноводе и волны типа ТЕМ в коаксиальной линии.

Однако требования к механическому исполнению таких соединений оказываются весьма жесткими. Стоимость изготовления волноводов с контактными соединениями увеличивается. Загрязнения и окислы могут сильно ухудшить свойства контакта. При многократной разборке качество контакта также падает. Поэтому контактные соединения не всегда удается использовать в полевых установках и даже в значительной части измерительной аппаратуры.

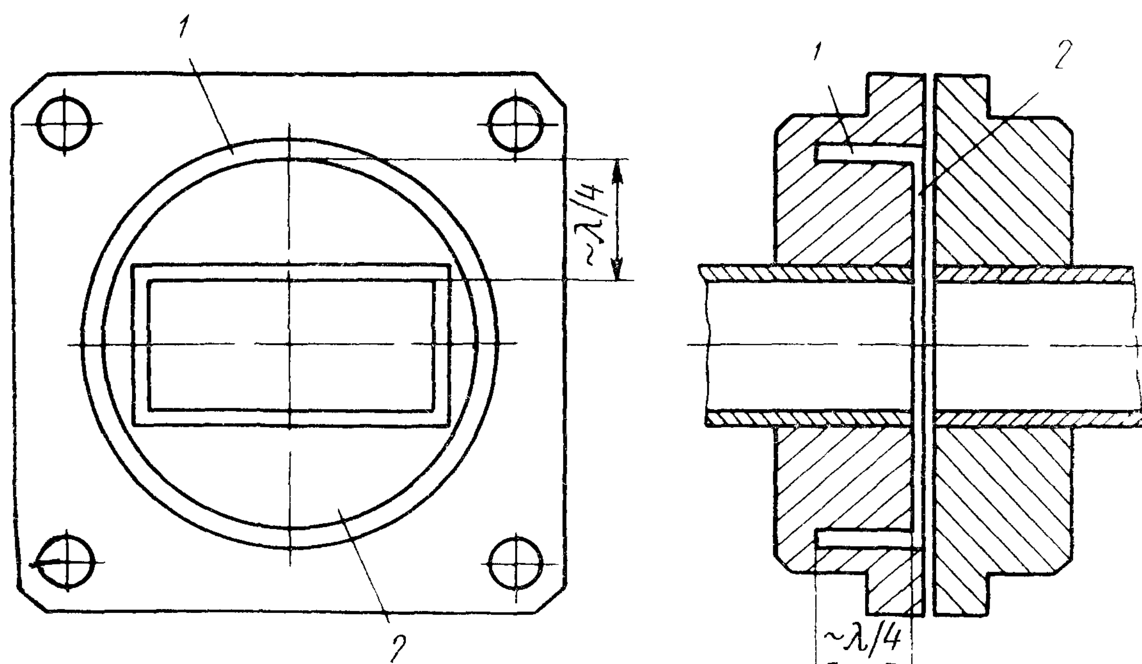


Рис. 8.2. Устройство волноводного дроссельного соединения. Слева показан дроссельный фланец с торца при удаленном плоском фланце

1 — дроссельная коаксиальная линия, 2 — дроссельная радиальная линия

Второй способ сочленения волноводов основан на применении специальных «дроссельных» устройств, обеспечивающих достаточно надежное электрическое соединение в месте стыка волноводов без их непосредственного контакта. Принцип устройства *дроссельного фланца* показан на рис. 8.2. На конце одного из сочленяемых волноводов располагается фланец, имеющий кольцевую канавку глубиной приблизительно в четверть длины волны в свободном пространстве. Расстояние от канавки до середины широкой стенки волновода также приблизительно равно $\frac{\lambda}{4}$. Торцевая поверхность дроссельного фланца между волноводом и кольцевой канавкой не совпадает с поверхностью фланца, находящейся за пределами канавки. С этим фланцем сопрягается второй фланец, имеющий плоскую поверхность без канавки.

Зазор между этими фланцами может рассматриваться как радиальная линия (см. § 5.8, г), последовательно включенная между сопрягаемыми волноводами. Кольцевая канавка играет роль коаксиальной линии, включенной последовательно в радиальную линию и закороченной на другом конце. Эта коаксиальная линия должна охватывать прямоугольный волновод и имеет поэтому

большие поперечные размеры, позволяющие существовать, кроме волны типа ТЕМ, также волне типа H_{11}.

Эквивалентная схема дроссельного фланца показана на рис. 8.3, *а*. Через $R_к$ здесь обозначено сосредоточенное сопротивление контакта, имеющегося в месте касания двух фланцев — дроссельного и плоского. Сопротивление $R_к$ может иметь любую величину. Желательно, чтобы, независимо от $R_к$ в точках *гд*, входное сопротивление щели между фланцами в точках *аб* было близко к нулю.

Эпюры высокочастотного напряжения и тока в зазорах дроссельного соединения, показанные на рис. 8.3, *б*, позволяют уяснить работу дроссельного фланца. Сопротивление $R_к$ оказывается в узле высокочастотного тока и, следовательно, не вносит потерь. Падение напряжения на $R_к$ отсутствует. В идеальном случае излучение из щели между фланцами также должно отсутствовать, даже если контакта между фланцами совершенно нет, т. е. при $R_к \to \infty$. Так бывает, например, при наличии уплотняющей диэлектрической прокладки между фланцами. Входное сопротивление коаксиальной линии в точках *вг* стремится к бесконечности. Поэтому входное сопротивление радиальной линии в точках *аб* стремится к нулю, что и требуется для обеспечения эффективного контакта между сопрягаемыми фланцами.

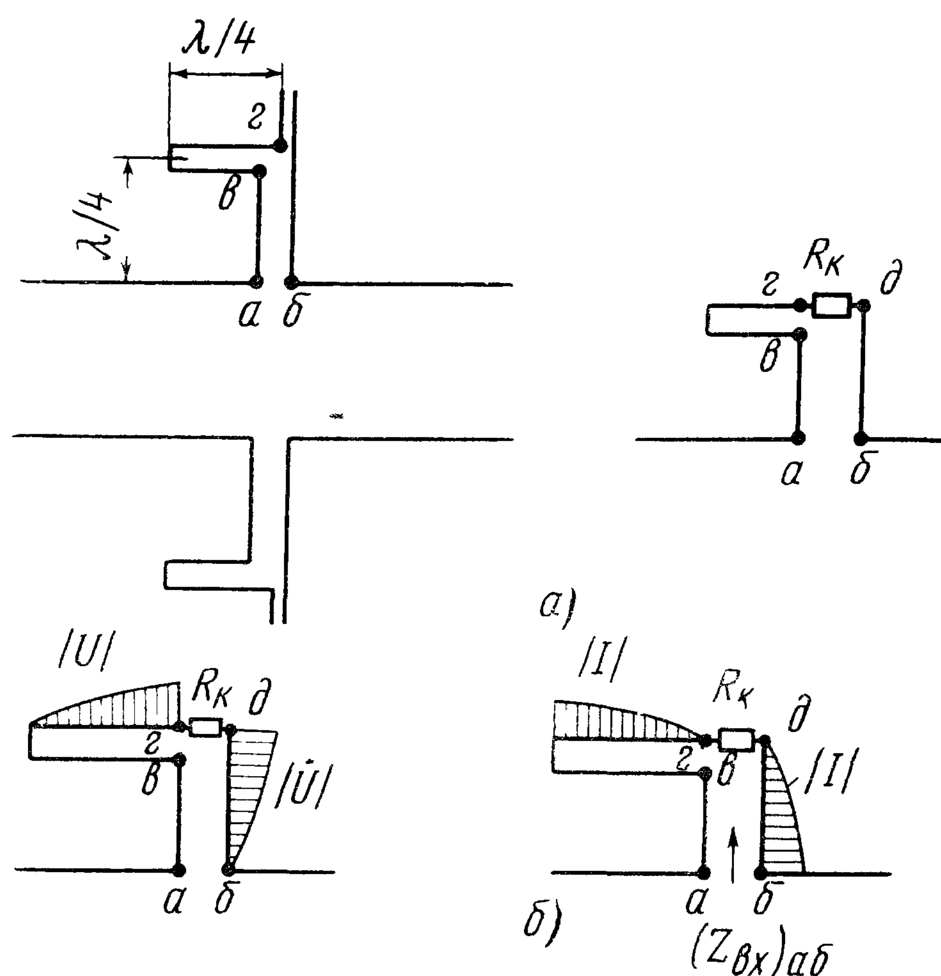


Рис. 8.3. Эквивалентная схема и эпюры высокочастотного напряжения и тока в зазорах дроссельного фланца

Опыт подтверждает, что дроссельный фланец позволяет осуществить неконтактное соединение прямоугольных волноводов, свободное от излучения, искрения, активных потерь и не вносящее заметного отражения в основном волноводе. Свойства фланца не очень чувствительны к небольшим перекосам. Зазоры во фланце обычно корректируются экспериментальным путем с учетом длины волны в коаксиальной и радиальной линиях. Приближенно можно считать, что длина волны в этих линиях равна длине волны в свободном пространстве.

Недостатком дроссельных фланцев является их частотная селективность, обусловленная тем, что основные геометрические раз-

меры фланцев связаны с рабочей длиной волны. На краях 10—15%-ной полосы частот дроссельный фланец обычно вносит отражение, характеризующееся КСВ порядка 1,02—1,05. В точной измерительной аппаратуре такое рассогласование часто оказывается недопустимым. Поэтому при работе в весьма широкой полосе частот необходимо использовать тщательно выполненные контактные соединения. К контактным фланцам приходится прибегать и на волнах дециметрового диапазона, где габариты и вес дроссельных фланцев становятся недопустимо большими. В контактных сочленениях часто используются пружинящие металлические прокладки.

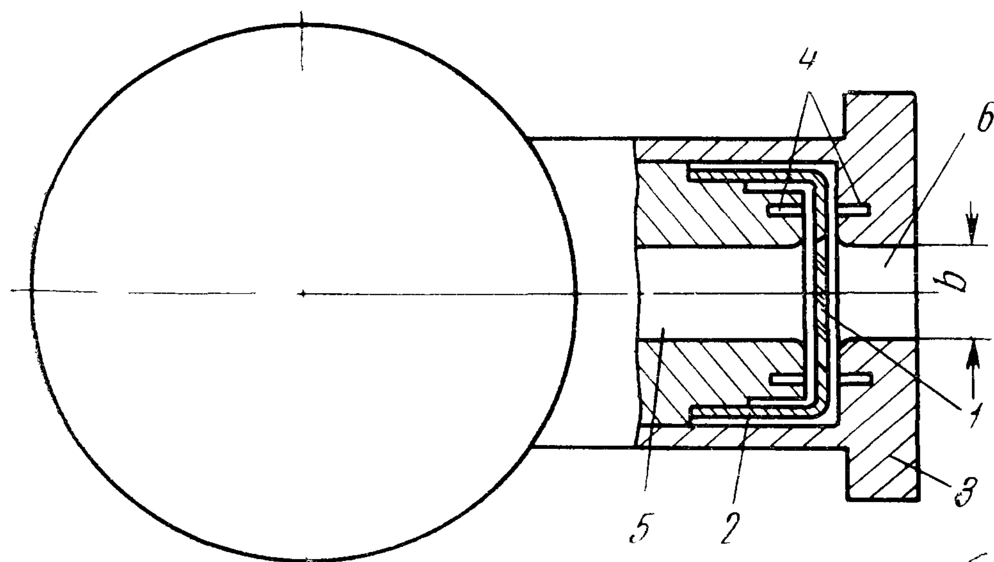


Рис. 8.4. **Применение дроссельных соединений в волноводном выводе энергии мощного генераторного прибора СВЧ**

1 — круглое стеклянное или керамическое окно, 2 — стакан из ковара, спаянный со стеклом; 3 — выходной фланец генератора; 4 — кольцевые дроссельные канавки по обе стороны окна; 5 — вакуумная часть волноводного вывода энергии, 6 — невакуумная часть волновода

Дроссельные волноводные соединения находят применение непосредственно в конструкциях электровакуумных приборов СВЧ, например, в волноводных выводах энергии магнетронов. Стеклянное окно, имеющееся в выводе энергии, располагается между двумя дросселями, как показано на рис. 8.4. Непосредственного механического контакта сопрягаемых участков волновода при этом не требуется.

Аналогичные проблемы возникают при разработке разъемных соединений для жестких и гибких коаксиальных линий. В случаях, когда мощность, передаваемая по линии, не очень велика, применяются главным образом контактные разъемы. Эти разъемы должны обеспечивать хорошее гальваническое соединение по наружному и внутреннему проводникам коаксиальной линии. На рис. 8.5 приведено устройство контактной втулки, предназначенной для коаксиального кабеля с характеристическим (волновым) сопротивлением, равным 75 *ом*. Изоляторы, имеющиеся во втулках, конструируются таким образом, чтобы обеспечить неизменность характеристического сопротивления линии.

Опыт показывает, что при хорошем качестве контактов коаксиальные разъемы могут обеспечивать КСВ не более 1,15 в весьма широкой полосе частот, простирающейся, например, от 2 до 10 *Ггц*. Однако, как правило, качество согласования в коаксиальных разъемах значительно ниже, чем в разъемах волноводных линий.

В коаксиальных линиях находят применение также и неконтактные дроссельные соединения, сходные по принципу действия с дроссельными фланцами волноводных линий. На рис. 8.6 схематически изображен один из многих возможных вариантов соеди-

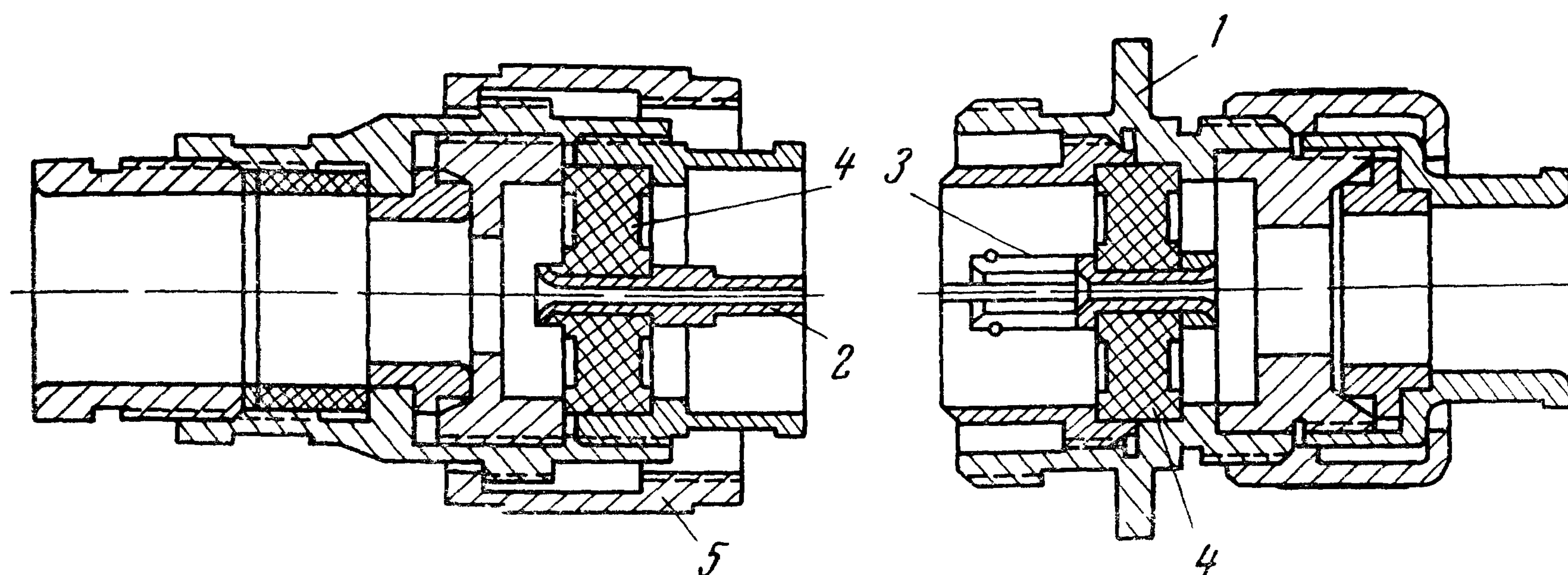


Рис. 8.5. Разъемное контактное соединение для гибкого коаксиального кабеля со сплошным диэлектрическим наполнением

1 — корпус втулки; *2* — штеккер; *3* — гнездо; *4* — изолятор из полистирола, *5* — накидная гайка

нения, использующий четвертьволновые дроссели на наружном и на внутреннем проводниках. Подобные сочленения применяются, например, в коаксиальных выводах энергии некоторых электронных приборов СВЧ. Весьма ценным свойством дроссельных

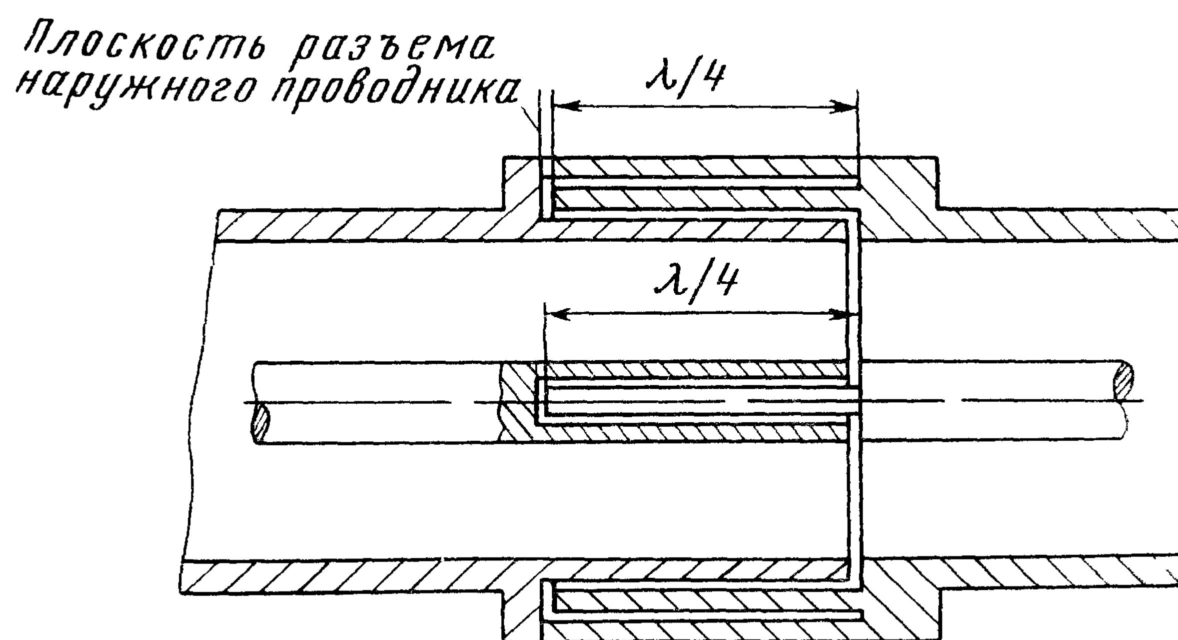


Рис 8.6 Дроссельное сочленение жесткой коаксиальной линии

сопряжений в данном случае является отсутствие механических напряжений на внутреннем проводнике, поскольку этот проводник впаивается обычно в стекло.

Дроссельные соединения находят и другие применения в различных типах электровакуумных приборов сверхвысоких частот.

§ 8.2. КОРОТКОЗАМЫКАЮЩИЕ ПОРШНИ В ВОЛНОВОДНЫХ И КОАКСИАЛЬНЫХ ЛИНИЯХ

Короткозамыкающие металлические поршни необходимы в разнообразных волноводных и коаксиальных устройствах, например, в трансформаторах полных сопротивлений. Поршни находят также применение в настраиваемых полых резонаторах, рассматриваемых в гл. 9, 10.

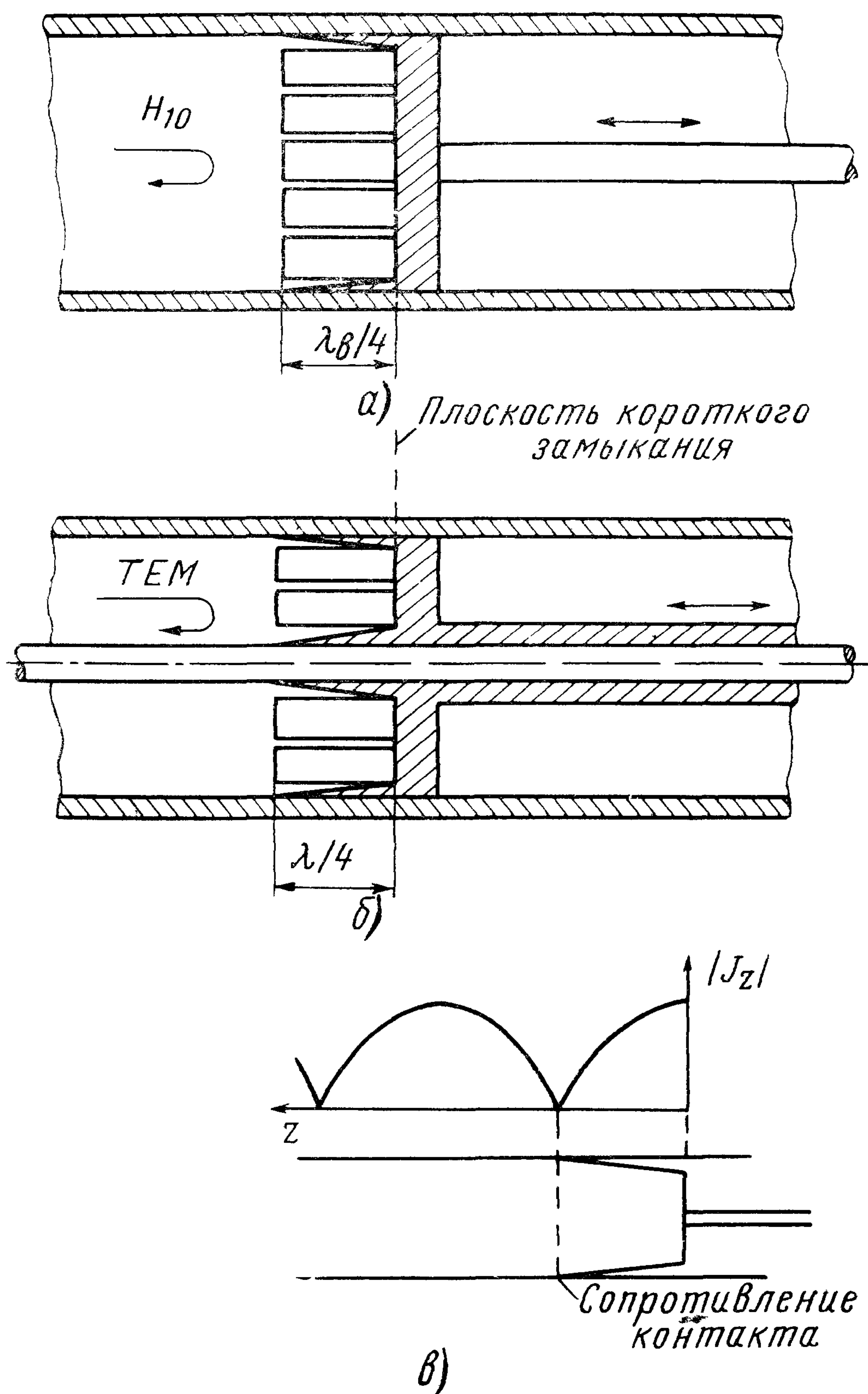


Рис. 8.7. Короткозамыкающие поршни с пружинящими контактами

а — поршень в прямоугольном волноводе, *б* — поршень в коаксиальной линии; *в* — схема действия поршня

Основным требованием, предъявляемым к поршню, является обеспечение малых потерь в контактах, т. е. получение чисто стоячей волны при КСВ, стремящемся к бесконечности. Существенно также, чтобы потери не изменялись при перемещении порш-

ня вдоль линии и со временем. При работе на большой мощности важно, чтобы отсутствовало искрение в контактах между поршнем и линией. Наконец, в некоторых случаях требуется постоянство положения плоскости короткого замыкания, обеспечиваемого поршнем.

Прямым решением проблемы, казалось бы, является контактный поршень, имеющий весьма совершенный контакт с внутренними стенками волновода или коаксиальной линии. Однако в этом случае к стенкам линии и к поршню должны предъявляться весьма жесткие, подчас невыполнимые требования в отношении допусков на размеры и чистоты обработки поверхностей.

Некоторое облегчение требований достигается путем использования тонких пружинящих контактных лепестков. Длина контактных лепестков делается, если это возможно, равной четверти длины волны в рассматриваемой линии (рис. 8.7). В этом случае контакт лепестка со стенками линии оказывается в узле продольного высокочастотного тока. Однако и такие поршни имеют существенные недостатки: непостоянство контакта при перемещении поршня, постепенное срабатывание контактных лепестков, искрение при большой мощности. Ввиду трудности обеспечения хорошего контакта по периметру поршня здесь, как и в случае фланцевых соединений, можно вообще отказаться от контакта и перейти к поршням, имеющим дроссельное устройство.

Один из часто употребляющихся вариантов *дроссельных поршней* показан на рис. 8.8. Плоскость эффективного короткого замыкания не совпадает с гальваническим контактом между поршнем и стенками линии, а перенесена вперед приблизительно на четверть длины волны в свободном пространстве. Контакт поршня со стенками волновода или коаксиальной линии находится в минимуме продольного высокочастотного тока и не оказывает поэтому влияния на работу поршня.

Действие дроссельного поршня сходно с действием дроссельного фланца. Для пояснения на рис. 8.8,*в* показано распределение продольного тока в стенках дроссельных зазоров коаксиального поршня. Входное сопротивление в точках *аб* в идеальном дроссельном поршне равно нулю независимо от величины сопротивления контакта $R_к$ между точками *гд*.

Опыт показывает, что коэффициент стоячей волны, обеспечиваемый дроссельным поршнем, обычно значительно превышает 100. Такая величина КСВ практически равноценна короткому замыканию передающей линии.

Кроме описанной системы дроссельных поршней, известны и другие конструкции. Некоторые типы дроссельных поршней изображены на рис. 8.9.

Волноводный поршень, показанный на рис. 8.9, *а*, отличается от ранее описанного тем, что второй четвертьволновый дроссельный зазор не «завернут» внутрь чашечки поршня, а расположен

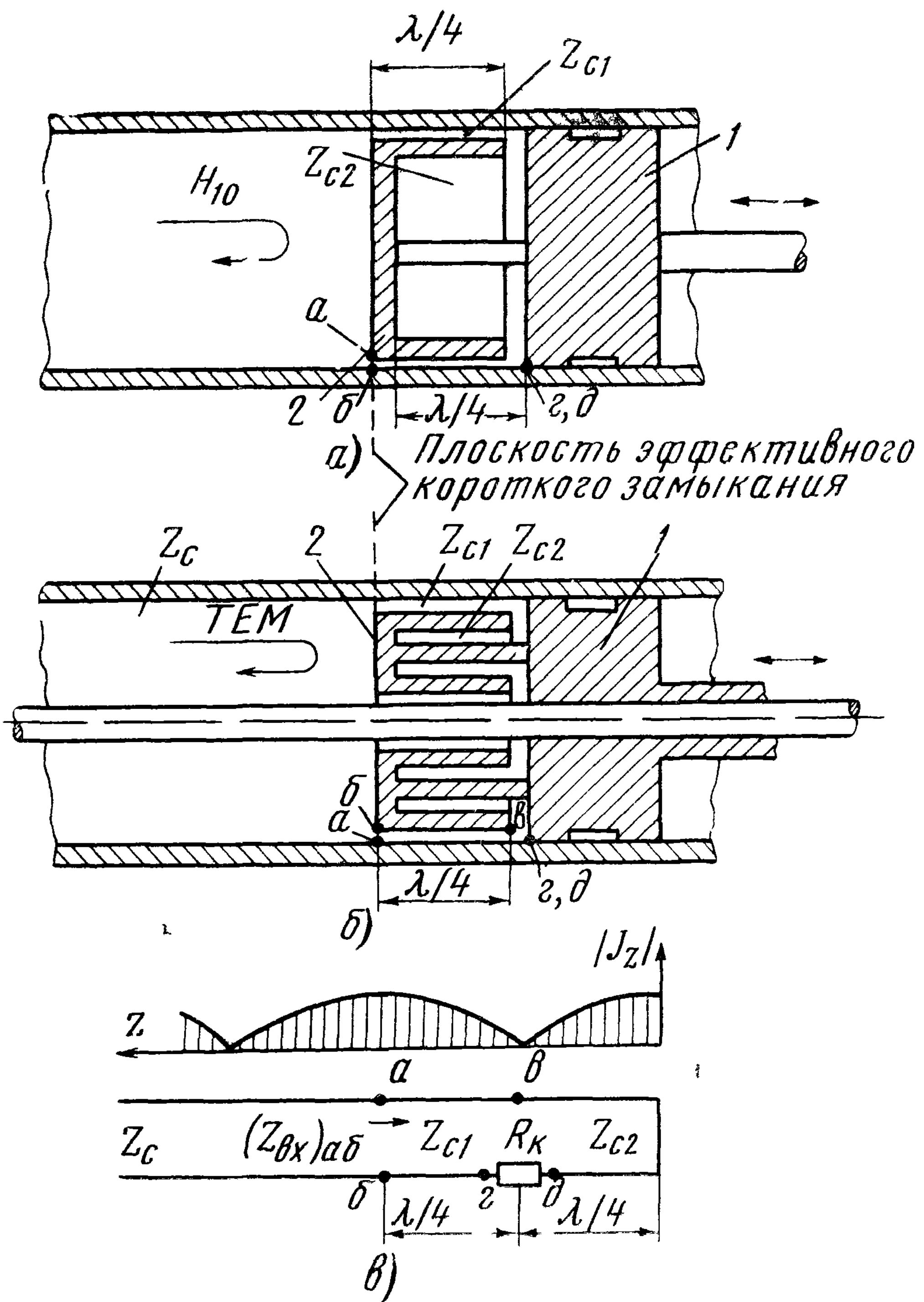


Рис 88. **Дроссельные короткозамыкающие поршни в прямоугольном волноводе** (*а*) **и в коаксиальной линии** (*б*)

1 — металлический сухарь, *2* — металлический колпачок прямоугольного или круглого сечения, образующий дроссельный зазор со стенками линии

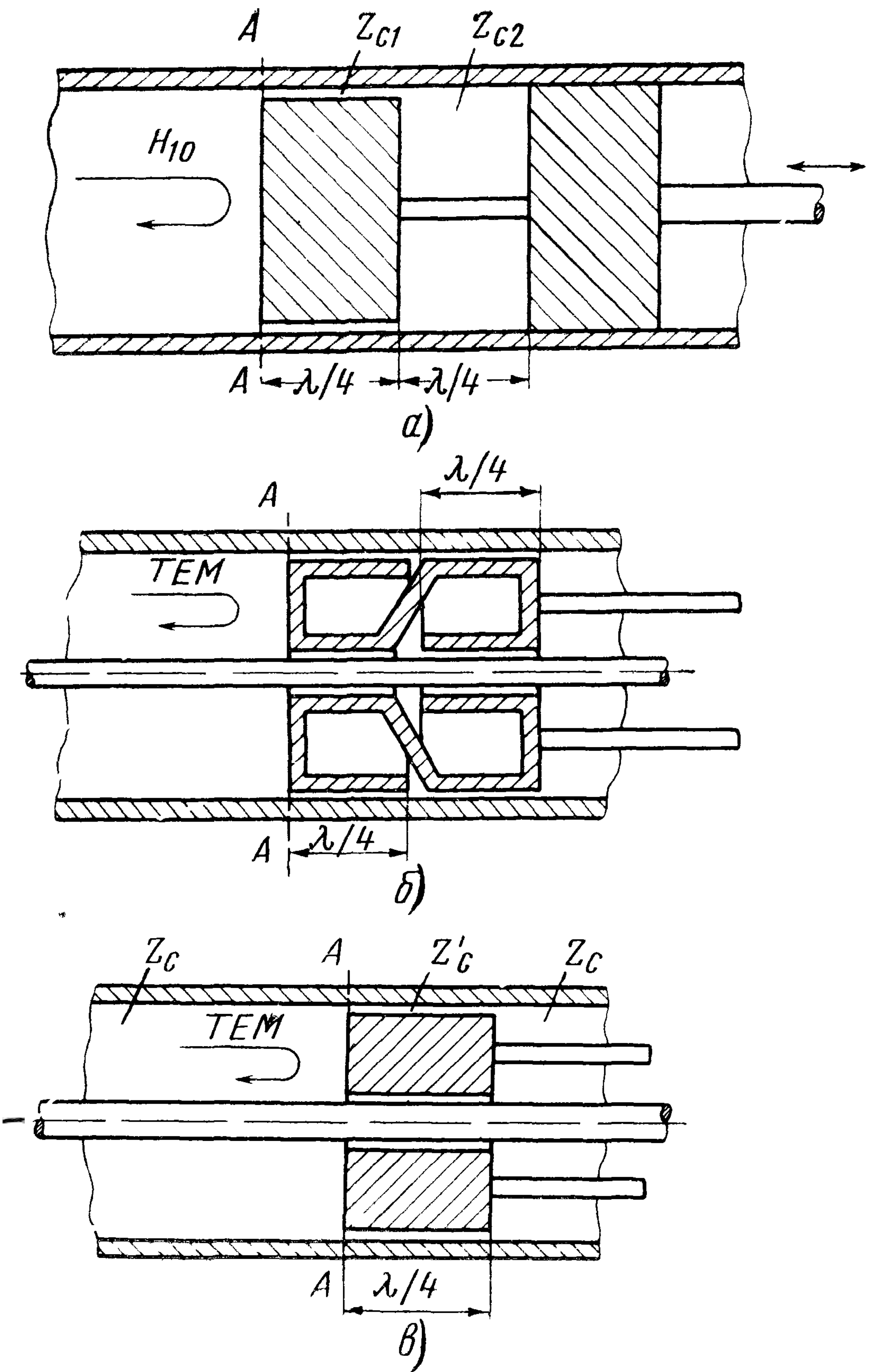


Рис. 89 **Различные типы дроссельных поршней в волноводе и в коаксиальной линии**

AA — означает плоскость эффективного короткого замыкания

вдоль линии позади первого зазора. Сопротивление контакта $R_к$ в данном случае оказывается уже не в минимуме, а в максимуме продольного тока. Тем не менее, входное сопротивление в плоскости эффективного короткого замыкания поршня имеет очень малую величину благодаря трансформирующему действию двух четвертьволновых трансформаторов. Пользуясь уравнением четвертьволнового трансформатора (7.32), нетрудно получить, что трансформированное входное сопротивление контакта $R'_к$ в плоскости AA составляет

$$R'_к = R_к \left(\frac{Z_{c1}}{Z_{c2}}\right)^2, \qquad (8.1)$$

где Z_{c1} и Z_{c2} — характеристические сопротивления «коаксиальных» линий, образованных стенками волновода и поршнем. В соответствии с этим выражением следует уменьшать характеристическое сопротивление Z_{c1} в сравнении с Z_{c2}. Из этих соображений и выбирается различная ширина дроссельных зазоров поршня.

В коаксиальных линиях часто находит применение дроссельный поршень типа «зигзаг», схематически изображенный на рис. 8.9, *б*. Этот поршень, подобно предыдущим, использует свойства четвертьволновых отрезков линий, но не имеет никаких контактов с проводниками линии.

Отсутствие гальванического контакта между наружным и внутренним проводниками коаксиальной линии можно обеспечить также с помощью простейшего четвертьволнового поршня, показанного на рис. 8.9, *в*. Чем ниже характеристическое сопротивление дроссельного зазора Z'_c, т. е. чем меньше ширина зазора, тем выше коэффициент отражения и тем меньшая часть высокочастотной мощности просачивается в участок линии позади поршня Практически с помощью такого поршня можно получить примерно такие же результаты, как и с другими типами дроссельных поршней. Неконтактные поршни особенно полезны, например, в контурах триодных усилителей и генераторов СВЧ, где наружный и внутренний проводники коаксиального резонатора должны находиться под различными постоянными напряжениями.

Недостатком всех дроссельных поршней, как и дроссельных фланцев, является зависимость их свойств от длины волны. Обычно дроссельные поршни работают удовлетворительно в полосе частот порядка 20—30% от средней частоты. Заметим, что необходимость в дросселировании контактов отпадает в случае, если продольные токи в волноводе равны нулю. По этой причине короткозамыкающий поршень в круглом волноводе при волне типа H_{01} может иметь более простую конструкцию в виде круглого диска, не контактирующего со стенками волновода.

§ 8.3. СОГЛАСОВАННЫЕ НАГРУЗКИ (ПОГЛОТИТЕЛИ). КАЛОРИМЕТРИЧЕСКИЙ ИЗМЕРИТЕЛЬ МОЩНОСТИ

Согласованная нагрузка — оконечное устройство высокочастотного тракта, служащее для полного поглощения, без отражения и без излучения в окружающее пространство, всей передаваемой по тракту мощности. Поглотители применяются, в частности, в качестве эквивалента антенны при наладке аппаратуры для устранения излучения в пространство с целью скрытности. Одновременно устраняется возможность ошибочных срабатываний и высокочастотных наводок на другую аппаратуру. Следует иметь также в виду, что облучение тела человека мощными радиосигналами большей частью является нежелательным*.

Пользоваться поглотителями приходится при «горячих» испытаниях генераторных и усилительных приборов СВЧ. В частности, поглотители находят применение при измерении мощности калориметрическим методом (см. ниже). Хорошо согласованные нагрузки очень широко применяются в качестве эталона согласования при «холодных» измерениях с электровакуумными приборами СВЧ, при снятии характеристик волноводной аппаратуры и т. д. Наконец, поглотители могут служить в качестве эталонного низкотемпературного генератора СВЧ шумов. Шумовая температура (см. § 5.4, г и 7,5 д) в этом случае в точности равна температуре самой нагрузки.

Создание согласованных нагрузок с физической точки зрения родственно другой технической проблеме — разработке радиопоглощающих покрытий, необходимых для целей радиомаскировки.

В зависимости от величины поглощаемой мощности обычно различают согласованные нагрузки *высокого уровня мощности*, работающие при средней мощности примерно более 1 *вт*, и нагрузки *низкого уровня мощности*, предназначенные для мощности менее 1 *вт*. Конструктивное выполнение согласованных нагрузок весьма разнообразно.

Волноводные нагрузки низкого уровня мощности обычно выполняются в виде отрезков волновода, закороченных на конце и содержащих поглощающие пластинки, расположенные вдоль оси волновода в плоскости электрического поля. Согласование пластинок с однородным волноводом осуществляется приданием им специальной клиновидной формы, как показано на рис. 8.10, *а*. При изготовлении пластин часто используют диэлектрик (керамика, гетинакс и др.), покрытый слоем графита (аквадага), окиси олова или очень тонким слоем распыленного металла, например, пла-

---

* Действие СВЧ колебаний, как и в других диапазонах радиоволн, сводится к местному выделению тепла. Этот эффект полезно используется в медицине для создания диатермических установок, работающих обычно на волнах 10-*см* диапазона. Допустимая плотность средней мощности составляет около 10 *мквт/см*^{2}.

тины. Для волноводных абсорберов оптимальная величина поверхностного сопротивления составляет, как правило, 300—400 *ом*, т. е. близка к величине характеристического и эквивалентного сопротивлений волновода*.

Длина скоса (клина) подбирается опытным путем таким образом, чтобы получить наименьшую величину КСВ в возможно более широкой полосе частот. Обычно клин имеет длину, равную половине длины волны в волноводе и более. Практически вполне возможно создание согласованных нагрузок, характеризующихся величиной КСВ не более 1,02—1,05 в полосе частот порядка 20—30% и более от средней частоты. Очень хорошие нагрузки имеют КСВ порядка 1,01 в той же полосе частот.

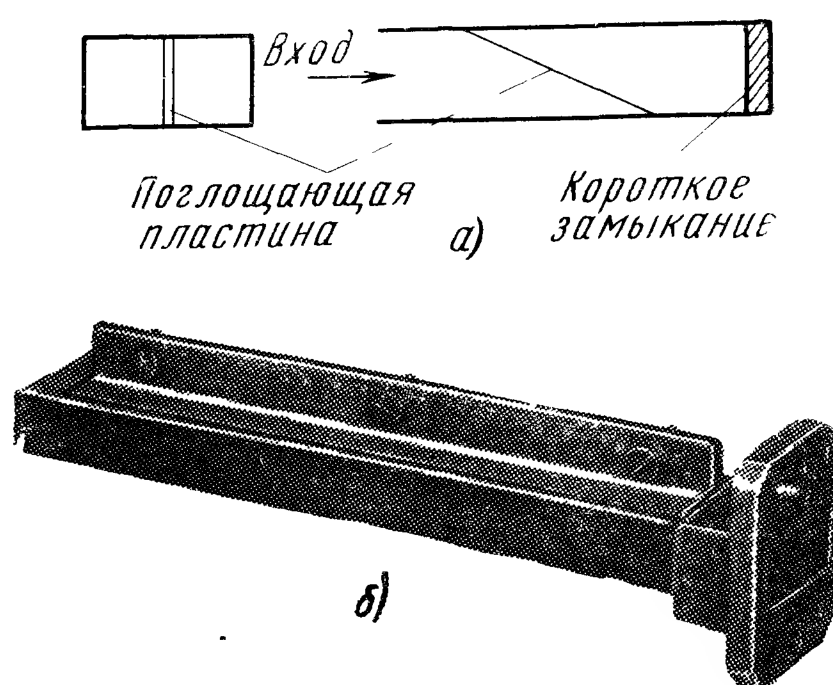


Рис. 8.10. Устройство (*а*) и внешний вид (*б*) ножевой согласованной волноводной нагрузки с контактным входным фланцем

Внешний вид согласованной нагрузки низкого уровня мощности для волны типа H_{10} показан на рис. 8.10,*б*. Аналогичные конструкции нагрузок могут быть созданы для других типов волн и для волноводов с другой формой поперечного сечения.

Нагрузки высокого уровня мощности применяются вплоть до наибольших известных сейчас мощностей. Поглощение и рассеяние энергии в этих нагрузках может производиться при помощи твердого или жидкого поглотителя, заполняющего часть объема волновода. В качестве поглощающей среды в «сухих» согласованных нагрузках используется, например, компаунд из металлического порошка с размером зерен в несколько микронов и связующего диэлектрика, например Al_2O_3. Согласование по-прежнему достигается выбором формы клина на входе нагрузки. При весьма высоких мощностях хорошие результаты достигаются с абсорберами, у которых вся или часть поверхности стенок волновода образована поглощающей керамикой. Для равномерного рассеяния мощности поглощающие стенки могут сужаться, как показано на рис. 8.11. Пользоваться трансформаторами для согласования нагрузок не следует во избежание резкого сужения рабочей полосы частот.

---

* Сопротивление поглощающего слоя определяется на постоянном токе обычными методами и относится к пластине единичной длины и единичной ширины.

Водяные нагрузки наиболее удобны в лабораторных и стационарных установках. Из многих вариантов водяных нагрузок чаще других применяют две системы. В первой системе нагрузки используется стеклянный сосуд клинообразной формы («морковка»), вводимый внутрь волновода. Циркулирующая вода обеспечивает поглощение энергии и отвод выделяющегося тепла. Устройство волноводной нагрузки видно из рис. 8.12. Согласование обеспечивается формой и размерами поглощающего сосуда. Во второй системе водяных нагрузок используется стеклянная трубка, пересекающая волновод под малым углом относительно его оси.

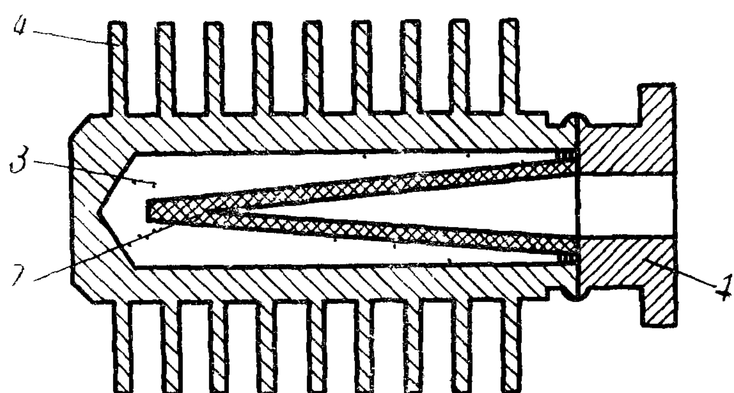


Рис. 8.11. Устройство согласованной волноводной нагрузки высокого уровня мощности

1 — входной фланец 2 — стенки из поглощающей керамики с карбидом кремния, 3 — теплоотводящий наполнитель, 4 — радиатор

Сухие и водяные нагрузки высокого уровня мощности при правильно выбранных размерах обеспечивают согласование, характеризующееся КСВ менее 1,1—1,2 в полосе частот порядка 20—30% от средней частоты. Стремиться к еще более высокой степени согласования мощных нагрузок не всегда целесообразно, так как они, как правило, не используются в качестве эталона согласования.

Одним из важных применений водяных согласованных нагрузок является *калориметрический измеритель мощности*, простейшая схема которого изображена на рис. 8.12. Средняя во времени мощность, поглощаемая в нагрузке, может быть определена через разность температур проточной воды t_1 и t_2 на входе и на выходе поглотителя и через скорость протекания воды v через нагрузку Учитывая механический эквивалент теплоты, можно записать

$$P_{\text{средн}} = \frac{1}{0{,}24}\, cv\, (t_2 - t_1)\ \textit{вт}, \qquad (8\ 2)$$

Здесь через c обозначена удельная теплоемкость воды, которую можно приближенно считать не зависящей от температуры, равная 1 *кал/г · град*. Скорость протекания воды v в этом соотношении должна быть выражена в граммах в секунду.

Измерение температур t_1 и t_2 в схеме, изображенной на рис. 8.12, производится двумя чувствительными термометрами с ценой деления не более 0,1° С. В некоторых случаях с этой же целью применяются градуированные термопары. С целью уменьшения погрешностей, связанных с возможным неравенством начальной температуры воды t_1 и температуры окружающей среды, иногда прибегают к предварительному подогреву воды.

Для измерения скорости протекания воды применяется расходомер — сосуд с отверстием, через которое протекает вода. Высота столба воды h в сливном сосуде в установившемся режиме однозначно связана со скоростью v. Калибровка сливного сосуда сводится к экспериментальному определению зависимости $v=f(h)$ при заданном диаметре сливного отверстия.

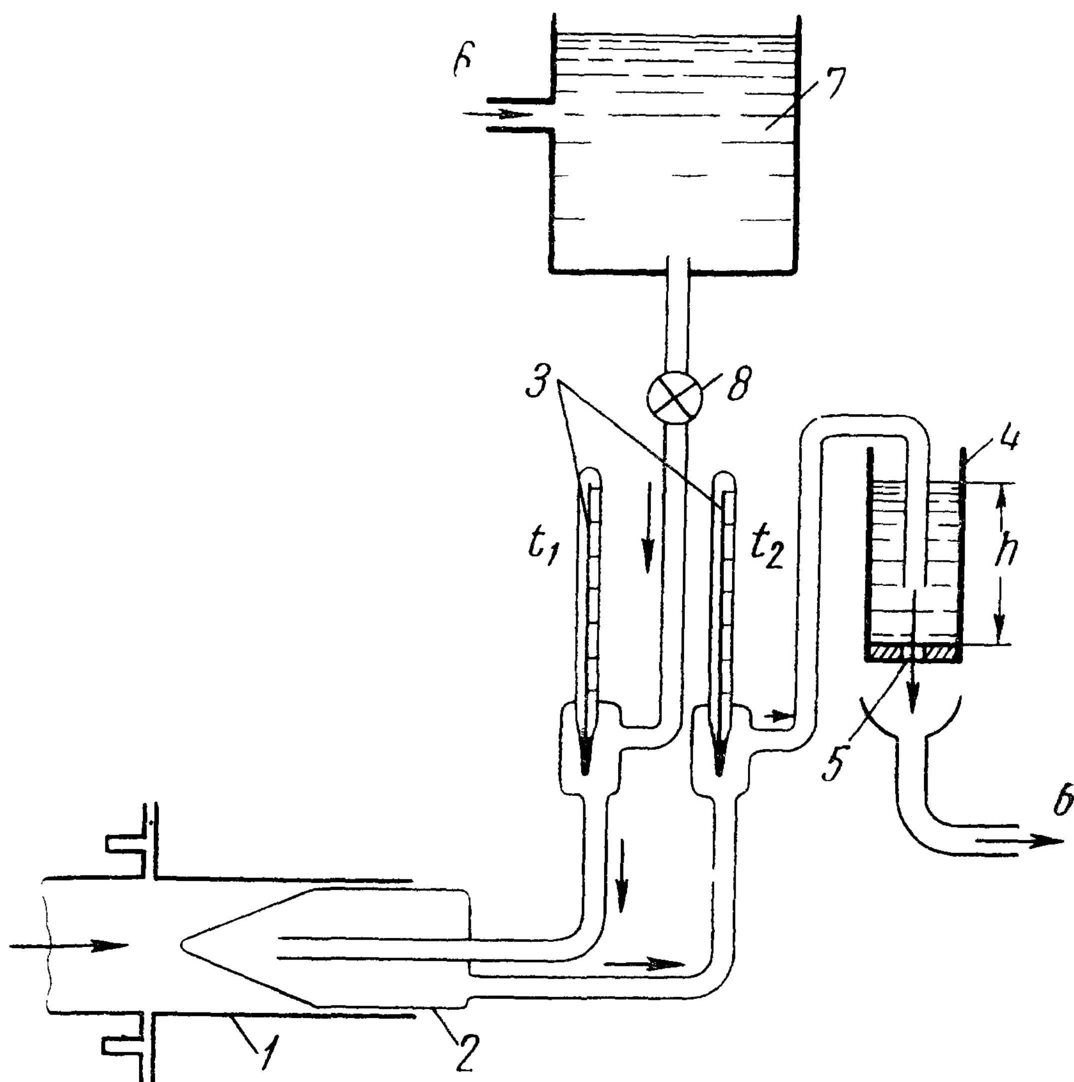


Рис 8.12. Водяная волноводная нагрузка высокого уровня мощности в простейшем калориметрическом измерителе мощности

1 — волновод, 2 — стеклянный сосуд с проточной водой (поглотитель), 3 — термометры, 4 — сливной сосуд расходомера, 5 — калиброванное отверстие 6 — вход и выход воды, 7 — буферный сосуд 8 — кран для регулирования скорости течения воды

Обычный калориметрический измеритель обеспечивает измерение средних мощностей, величина которых составляет более 1 *вт*. Измеряемая средняя мощность может доходить до нескольких сотен киловатт. Некоторые трудности возникают лишь при рассеянии сверхвысоких средних мощностей, приближающихся к 0,5—1 *Мвт*. Погрешность измерений оценивается обычно величиной порядка 3—5%. Специальные типы калориметрических измерителей позволяют измерять очень малые средние мощности — порядка единиц милливатт и менее.

Калориметрический измеритель мощности дает возможность производить измерения не только при непрерывном, но и при импульсном режиме генератора сверхвысокочастотных колебаний

Инерционность измерителя весьма велика, поэтому разность температур на входе и на выходе определяется только средней мощностью $P_{средн}$. С другой стороны, величина $P_{средн}$ связана с импульсной мощностью $P_{имп}$ соотношением

$$P_{имп} = kP_{средн}, \tag{8.3}$$

где k — коэффициент скважности, зависящий от формы и длительности импульса, а также от частоты следования импульсов.

В случае импульсов строго прямоугольной формы коэффициент скважности определяется через длительность импульса τ и частоту повторения импульсов f очевидным соотношением

$$k = \frac{1}{\tau f}. \tag{8.4}$$

Величина k по определениям (8.3) и (8.4) всегда больше единицы. В типичных импульсных режимах работы радиолокационной аппаратуры коэффициент скважности имеет порядок 1000. В некоторых случаях, однако, величина k бывает значительно ниже и в режиме меандровой модуляции доходит до 2.

Частота повторения импульсов обычно бывает известна с большой точностью из режима работы задающего генератора. Для определения формы и длительности импульса применяются специальные импульсные осциллографы, позволяющие наблюдать огибающую импульса высокочастотной мощности. Таким образом, величина $P_{имп}$ находится расчетным путем по измеренным значениям $P_{средн}$ и τ; точность измерения мощности в импульсе также зависит от точности осциллографических измерений.

Калориметрическое измерение мощности относится к числу *абсолютных измерений,* т. е. не нуждается в предварительном сравнении с каким-либо другим эталонным измерителем. В настоящее время, помимо калориметрического метода, находят применение два других метода измерения мощности, также являющихся абсолютными, но использующих другие принципы. Первый метод основывается на пондеромоторном действии волны, распространяющейся по волноводу, второй — на изменении сопротивления металла или полупроводника в результате нагрева, обусловленного поглощением высокочастотной мощности. Из указанных способов наиболее широко применяется второй, рассматриваемый в § 8.6.

§ 8.4. ОСЛАБИТЕЛИ (АТТЕНЮАТОРЫ)

Высокочастотные *ослабители* или *аттенюаторы* служат для изменения (уменьшения) мощности сигнала, проходящего по волноводному или коаксиальному тракту. Основной областью применения ослабителей СВЧ является измерительная техника.

Ослабление сигнала бывает необходимо, например, для создания развязки между генератором и нагрузкой, т. е. для устранения влияния измеряемого объекта на мощность и на частоту генерируемых колебаний (см. § 7.6).

Ослабители применяются также для уменьшения поступающего сигнала в известное число раз, например, при измерении большой мощности прибором, рассчитанным на небольшую мощность.

Ослабители оказываются полезными для регулирования уровня мощности с целью получения желаемого сигнала в том или другом измерительном приборе (измерительной линии, волномере и др.).

Помимо основного требования, сводящегося к изменению уровня мощности, к ослабителям диапазона СВЧ обычно предъявляется требование постоянства согласования входа и выхода ослабителя. Необходимость согласования вытекает из существования явления затягивания частоты генераторов СВЧ. Кроме того, согласованный по входу и выходу ослабитель исключает погрешности, могущие возникнуть в процессе измерений за счет эффекта сопряженного согласования. Сама величина ослабления, вносимого ослабителем в тракт, однозначна лишь при условии согласования ослабителя с входной и выходной линиями.

Все ослабители, используемые в технике сверхвысоких частот, можно разделить на две принципиально различные группы,— *взаимные* (обратимые) и *невзаимные* (необратимые) ослабители в зависимости от того, подчиняются ли они принципу взаимности или обратимости.

По характеру ослабления различают ослабители *предельного (запредельного)* типа, использующие свойства запредельного волновода, и *поглощающие* ослабители, в которых ослабление происходит за счет поглощения и рассеяния в виде тепла части поступающей мощности. Четырехполюсники, обеспечивающие изменение проходящей мощности только за счет отражения волны, например, штырь или металлическая заслонка, расположенные внутри волновода, обычно как ослабители не рассматриваются.

По конструктивным признакам различают ослабители *переменные* (регулируемые) и ослабители *фиксированные*. В зависимости от типа тракта применяются коаксиальные, волноводные и другие типы ослабителей. Существуют и другие признаки, по которым можно классифицировать ослабители,— ослабители калиброванные и грубые, ослабители низкого и высокого уровней мощности и др.

Наиболее широкое применение в настоящее время нашли обратимые ослабители низкого уровня мощности, рассчитанные на среднюю мощность, не превышающую примерно 1 *вт*.

а. Поглощающие ослабители

Типичный обратимый поглощающий ослабитель низкого уровня мощности состоит из отрезка волновода или другой передающей линии, в котором расположены поглощающие элементы, выполненные в виде пластин (ножей). Материалом для пластин может явиться диэлектрик с поглощающим слоем, как и в случае согласованных нагрузок. Согласование ослабителя по входу и по выходу достигается соответствующими скосами пластин. Пластины должны быть расположены в плоскости вектора электрического поля в волноводе. Отличие ослабителя от согласованной нагрузки сводится фактически к наличию выхода у ослабителя. Ослабитель является поглощающим четырехполюсником, в то время как согласованная нагрузка — двухполюсник.

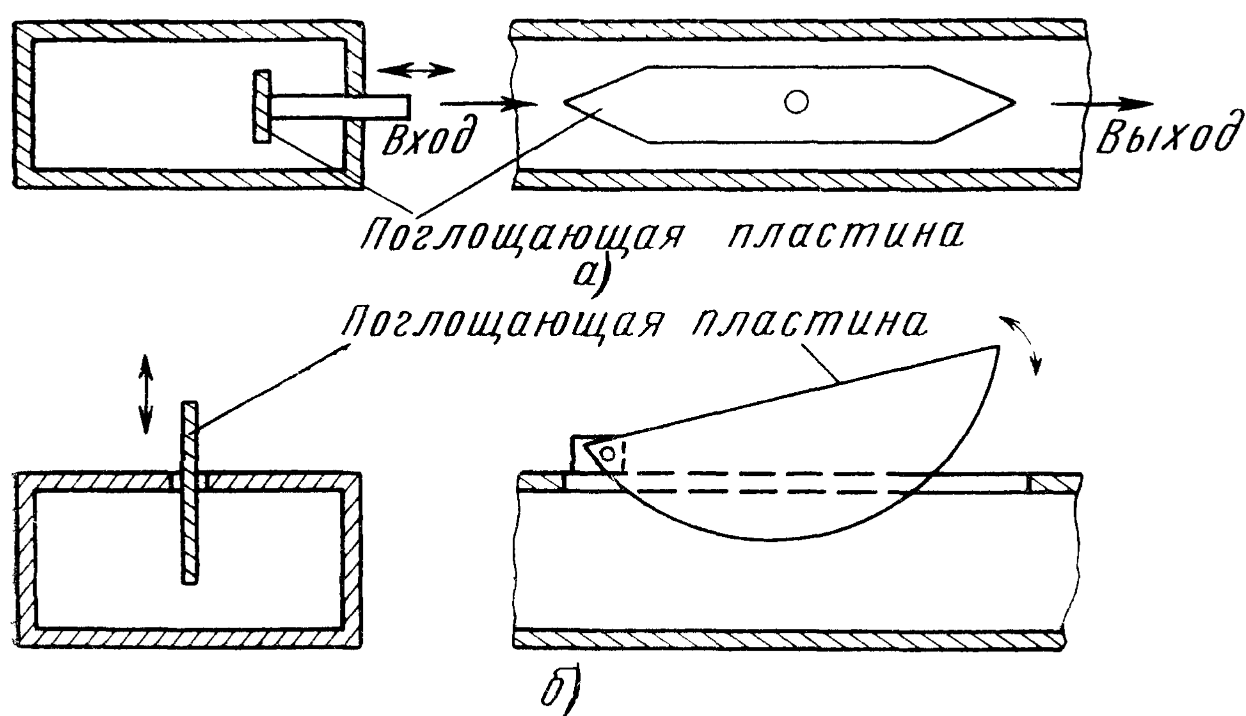


Рис 8.13. Ножевые поглощающие ослабители в волноводе прямоугольного сечения при волне типа H_{10}

Примеры конструктивного выполнения регулируемых поглощающих ослабителей в прямоугольном волноводе при волне типа H_{10} показаны на рис. 8.13. Регулировка ослабления может осуществляться перемещением пластины внутри волновода от узкой стенки по направлению к середине широкой стенки (см. рис. 8.13,*а*). Наибольшее ослабление достигается, когда пластина оказывается расположенной в центре волновода, т. е. в максимуме электрического поля. В случае, изображенном на рис. 8.13, *б*, регулировка ослабления производится путем изменения глубины погружения поглощающей пластины через щель в середине широкой стенки волновода. Внешний вид одного из волноводных ножевых ослабителей показан на рис. 8.14.

Величина ослабления, получаемого с помощью описанных ножевых ослабителей, изменяется в пределах от 0 до 30—40 *дб*. Осла-

бители, рассчитанные на более высокое ослабление, обычно не делают, так как при этом снижается точность отсчета ослабления Для получения большого ослабления возможно применение двух или большего числа ножевых ослабителей, расположенных одни за другим. Согласование со стороны входа и выхода у хороших конструкций ножевых ослабителей остается практически неизменным во всем диапазоне регулировки ослабления и не превышает КСВ, равного 1,1—1,2.

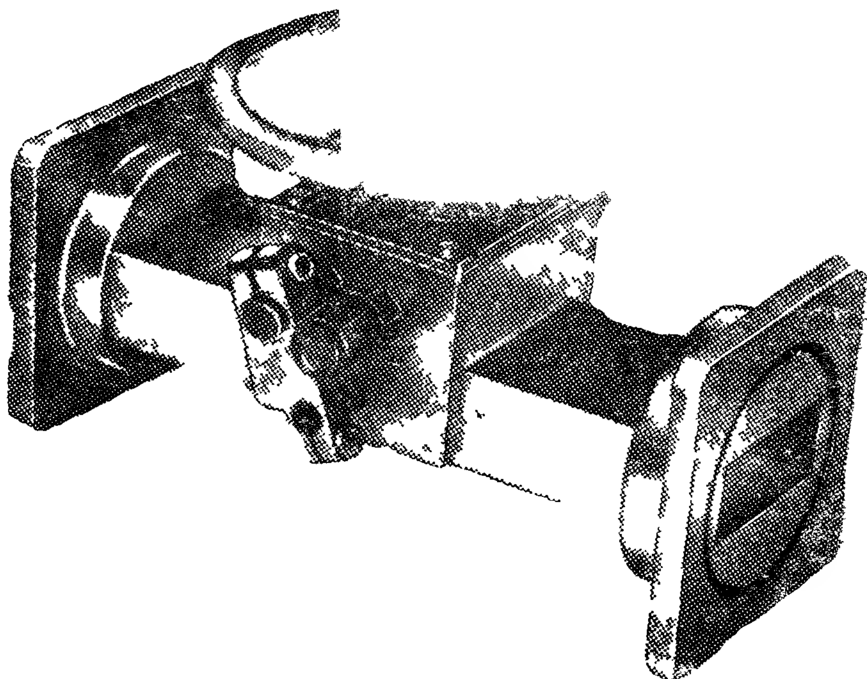


Рис. 8.14. Внешний вид ослабителя с двумя поглощающими ножами, передвигаемыми с помощью диэлектрических стержней (виден дроссельный фланец)

Фиксированные поглощающие ослабители (развязки) низкого уровня мощности обычно имеют конструкцию, сходную с конструкцией ножевого ослабителя, изображенного на рис. 8.13, *б*. Механизм перемещения пластины в фиксированных ослабителях отсутствует. Ослабление фиксированных развязывающих ослабителей выбирают порядка 10—20 *дб*. Согласование их удается обеспечить в полосе частот не менее 10—20% от средней частоты при КСВ менее 1,02—1,05

б. Предельные ослабители

Принцип использования запредельного волновода для создания регулируемых ослабителей рассматривался в § 5.9. Основными преимуществами предельных (запредельных) ослабителей являются их широкополосность и абсолютная градуировка, не требующая первичного эталона. В этом заключается существенное отличие запредельных ослабителей от поглощающих, обычно нуждающихся в градуировке при помощи других устройств*.

Типичная рабочая характеристика предельного ослабителя показана на рис. 8.15. Через L_0 обозначено начальное ослабление, за пределами которого можно считать характеристику ослабителя линейной. Величина L_0 обычно бывает не менее 10—15 *дб*. Причинами искривления характеристик предельных ослабителей в начальном участке являются реакция нагрузки при сильной связи

* От этого недостатка свободен абсолютный ослабитель с поворотной поглощающей пластиной в круглом волноводе, возбужденном на волне типа H_{11} [13].

между входом и выходом, а также наличие других типов волн вблизи возбуждающего устройства. Существование большого начального ослабления, в отличие от поглощающих ослабителей, часто затрудняет применение предельных ослабителей.

Характерной особенностью ослабителей предельного типа является резкое рассогласование их как по входу, так и по выходу, т. е. наличие почти чисто реактивного входного сопротивления. В связи с этим предельные ослабители иногда используются совместо с фиксированными поглощающими ослабителями. Поглощающий ослабитель включается как развязка между предельным ослабителем и генератором и обеспечивает работу последнего на почти полностью согласованную нагрузку. Суммарное начальное ослабление в этом случае повышается и достигает величины порядка 20—25 *дб*.

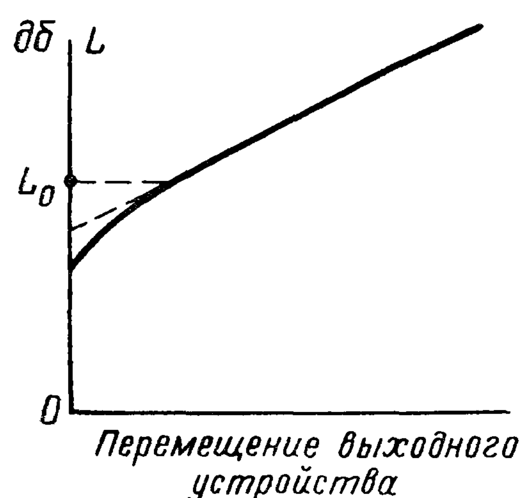


Рис. 8.15. Типичная рабочая характеристика предельного ослабителя

Предельные ослабители находят в настоящее время лишь ограниченное применение в сравнении с ослабителями поглощающего типа. Особенно полезно использование предельных ослабителей в тех случаях, когда требуется точная регулировка мощности в весьма широких пределах, доходящих до 80—100 *дб* и более.

в. Прочие типы ослабителей

Создание взаимных ослабителей высокого уровня мощности, особенно регулируемых поглощающих ослабителей, наталкивается на ряд трудностей. Основным затруднением является разработка передвижного поглощающего элемента, способного рассеять большую мощность, поэтому широкого применения такие ослабители не нашли. К счастью, необходимость регулирования большой мощности возникает сравнительно редко. Развязывающие поглощающие ослабители на высокой мощности обычно даже нежелательны, поскольку для мощных систем вопрос коэффициента полезного действия играет первостепенную роль. Исключение составляют однонаправленные развязывающие ослабители на ферритах (вентили), рассматриваемые ниже.

При работе на высоком уровне мощности иногда возникает необходимость регулирования небольшой части высокочастотной мощности, ответвляемой из основного волновода во вспомогательный волновод или в коаксиальную линию. Такое ответвление возможно, например, с помощью отрезка запредельного волновода с зондом, изображенного на рис. 8.16, *а*. В качестве нерегулируемого элемента связи можно использовать небольшое отверстие в стенке основного волновода, как показано на рис. 8.16, *б*. Ослабление высокочастотного сигнала в обоих случаях достигается без поглощения высокочастотной мощности. Подобные ослабляющие устройства иногда применяются и при низком уровне мощности в измерительных установках СВЧ.

Ослабители, изображенные на рис. 8.16, обладают свойствами простого одиночного электрического или магнитного зонда, сходного, например, с зондом измерительной линии. Величина ответвляемой мощности зависит в общем случае не только от конструкции ответвляющего элемента, но и от величины КСВ и от фазы стоячей волны в основной линии. Таким образом, величина переходного ослабления, т. е. отношение мощности, поступающей в основную нагрузку, к ответвляемой мощности, является однозначной только при идеальном согласовании основного тракта. Этот вопрос рассматривается более подробно в § 8.9 в связи с проблемой направленных ответвителей.

Зондовые ответвители применяются главным образом в случаях, когда не требуется точно знать величину ослабления сигнала. Так бывает, например, при включении волномера или другого индикаторного устройства. Однако и в этом случае более хорошие результаты достигаются с помощью направленных ответвителей, рассматриваемых в § 8.8 и 8.9.

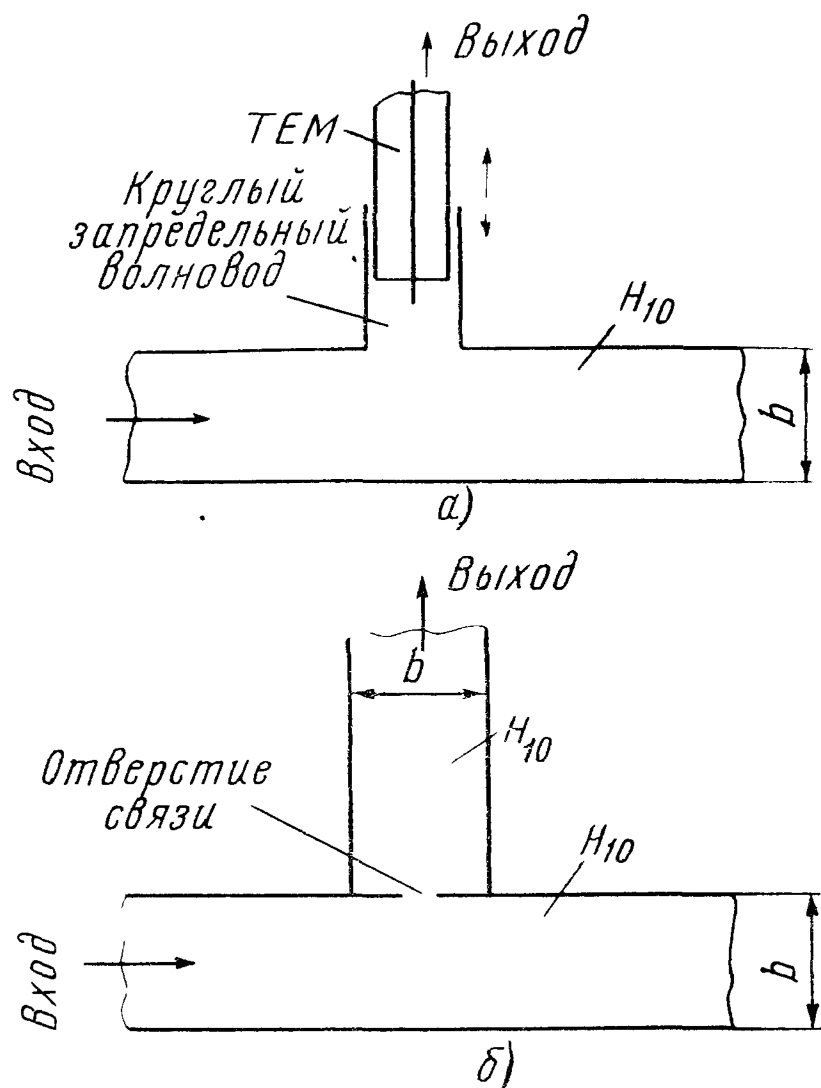


Рис. 8.16. Непоглощающие ослабители, использующие запредельный волновод (*а*) и связь через отверстие в стенке волновода (*б*)

В заключение раздела, посвященного взаимным аттенюаторам, следует упомянуть о двух устройствах, использующих свойства электронно-ионной плазмы и полупроводников. Располагая поперек волновода полупроводниковый диод или создавая в волноводе тлеющий или дуговой разряд на постоянном токе, можно в широких пределах управлять величиной проходящей СВЧ мощности. Ослабление СВЧ сигнала изменяется в зависимости от величины постоянного тока, проходящего через полупроводниковый диод или через разрядный промежуток.

Подобные устройства могут использоваться не только как регулируемые ослабители, но и как малоинерционные модуляторы СВЧ колебаний, а также как управляемые извне переключатели. Недостатком полупроводникового ослабителя, модулятора и переключателя является ограниченная величина допустимой СВЧ мощности. Применение *p-i-n* диодов, однако, уже позволило коммутировать мощности порядка нескольких киловатт в сантиметровом диапазоне волн. Газоразрядные коммутаторы позволяют работать с более высокими мощностями, но обладают большей инерционностью ввиду существования конечного времени восстановления разрядного промежутка.

Отмеченные недостатки не являются непреодолимыми. Газоразрядные и в особенности полупроводниковые ослабители, переключатели и модуляторы смогут найти в будущем более широкое практическое применение.

Особый интерес представляет применение ферритов, позволяющих создавать невзаимные ослабители и другие пассивные устройства, играющие важную роль в современной технике СВЧ. Эти вопросы заслуживают отдельного рассмотрения.

§ 8.5. ФЕРРИТОВЫЕ НЕВЗАИМНЫЕ ОСЛАБИТЕЛИ (ВЕНТИЛИ)

Большой интерес с физической и практической точек зрения представляют ослабители, в которых используются ферриты — материалы, обладающие магнитной анизотропией.

Ферриты представляют собой сложные твердые растворы с кристаллической структурой, получаемые спеканием окиси железа с окислами никеля, цинка, магния, марганца, хрома, меди и др. Химический состав ферритов может быть описан формулой $M^{+2}O \cdot Fe_2O_3$, где M^{+2} — соответствующий металлический двухвалентный ион. Обычно в ферритах используются парные или тройные сочетания металлов, например, никель и цинк или марганец, магний и никель.

По внешним признакам ферриты имеют сходство с керамикой и обладают большой твердостью. Удельное сопротивление ферритов очень велико* и доходит до 10^7—10^8 *ом·м* при довольно высокой относительной диэлектрической проницаемости — порядка 10—15. Большинство ферритов являются магнитномягкими материалами. Начальная магнитная проницаемость СВЧ ферритов в слабых низкочастотных полях составляет приблизительно от 10 до 100. На сверхвысоких частотах при отсутствии постоянного магнитного поля начальная проницаемость лишь незначительно отличается от единицы.

Ценным свойством ферритов является весьма малая величина диэлектрических СВЧ потерь ($\mathrm{tg}\delta \approx 10^{-4}$). Таким образом, ферриты являются хорошими диэлектриками, но, как будет показано дальше, обладают вместе с тем важными ферромагнитными свойствами.

Анизотропные свойства ферритов проявляются при наложении постоянного магнитного поля. Волновод или другая передающая линия, содержащая феррит, обладает несколькими замечательными особенностями, в том числе:

необратимыми или невзаимными (не подчиняющимися принципу взаимности) резонансными потерями;

невзаимным вращением плоскости поляризации волны;

невзаимным фазовым сдвигом;

невзаимным изменением (смещением) структуры поля.

Долгое время считалось, что все пассивные электрические цепи безоговорочно следуют принципу взаимности. С появлением ферритов в конце 40-х годов был открыт большой класс устройств, не удовлетворяющих этому условию. Рассмотрим некоторые физические и технические вопросы, связанные с применением ферритов в ослабителях СВЧ диапазона.

---

* Для сравнения напомним, что удельное сопротивление чистого железа составляет $1 \cdot 10^{-7}$ *ом м*.

а. Ферромагнитный резонанс

Поведение ферритов на сверхвысоких частотах в присутствии внешнего постоянного во времени магнитного поля может быть рассмотрено с учетом спина и собственного магнитного момента электрона. При наложении внешнего магнитного поля, не совпадающего с направлением магнитного момента электрона, последний совершает свободную прецессию подобно гироскопу с угловой частотой ω_0, описываемой в системе единиц СИ уравнением

$$\omega_0 = g\,\frac{e\mu_0 H_0}{2m}. \tag{8.5}$$

Здесь H_0 — напряженность действующего постоянного магнитного поля*; g — фактор спектроскопического расщепления (коэффициент Ланде), равный 2 для электронного спина.

Если выразить частоту $\nu_0 = \omega_0/2\pi$ в мегагерцах и напряженность магнитного поля H_0 в эрстедах, то после подстановки в выражение (8.5) величин заряда и массы электрона e и m можно получить

$$\nu_0 \cong 2{,}8\,H_0 \tag{8.5, а}$$

Направление прецессии зависит только от направления постоянного магнитного поля и происходит по часовой стрелке, если смотреть в направлении вектора H_0 (рис. 8.17). При отсутствии потерь свободная прецессия продолжалась бы при неизменном угле ψ. В действительности же в результате трения угол ψ начинает быстро уменьшаться; векторы магнитных моментов электронов располагаются по направлению постоянного магнитного поля H_0 Феррит оказывается намагниченным.

Иначе обстоит дело, когда на феррит, кроме постоянного поля, наложено высокочастотное магнитное поле с круговой частотой ω, близкой к частоте прецессии ω_0. Пусть высокочастотное магнитное поле $H_\sim$ имеет круговую поляризацию** и ориентировано перпендикулярно к постоянному магнитному полю H_0, как изображено на рис. 8.17. Предположим сначала, что направление вращения вектора $H_\sim$ совпадает с прецессией магнитного момента M. От способа получения круговой поляризации пока отвлечемся.

При $\omega = \omega_0$ вращающийся вектор $H_\sim$ остается неподвижным относительно прецессирующего магнитного момента M. Следовательно, высокочастотное магнитное поле постоянно стремится увеличить угол ψ, показанный на рис. 8 17. Нарастание амплитуды

---

* Действующее магнитное поле определяется не только внешним полем, но и внутренними полями анизотропии, размагничивающими полями формы ферритового стержня и другими факторами.

** В данном случае, говоря о круговой поляризации вектора $H_\sim$, будем подразумевать, что этот вектор вращается с частотой СВЧ сигнала, не изменяя своей величины, и описывает своим концом окружность (ср. обычное определение плоскости поляризации волны по § 2.8).

вынужденной прецессии ограничено магнитным трением. В результате достигается установившийся режим $\psi = \text{const}$, при котором «гироскоп», соответствующий моменту **M**, описывает коническую поверхность с осью H_0. Энергия, непрерывно подводимая от высокочастотного магнитного поля, рассеивается в виде тепла в кристаллической решетке феррита. Если частоты ω и ω не совпадают, эффективность взаимодействия уменьшается; потери в феррите снижаются.

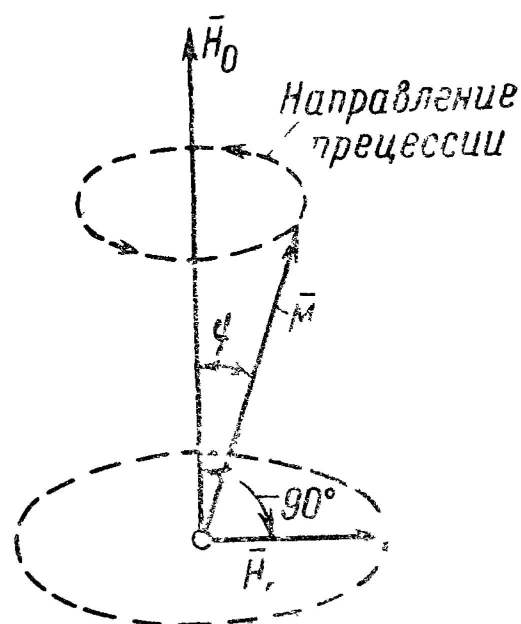


Рис. 8.17. Прецессия магнитного момента электрона в постоянном магнитном поле

В случае взаимно противоположных направлений вращения вектора H и магнитного момента M поглощения энергии в феррите в среднем не происходит, так как механический момент, действующий на электрон, не остается постоянным, а изменяется с удвоенной частотой сигнала. В этом нетрудно убедиться, рассматривая векторное произведение векторов M и $H_{\sim}$.

Таким образом, при совпадении направлений вращения вектора высокочастотного магнитного поля и магнитного момента электрона феррит ведет себя подобно резонансному контуру с собственной частотой ω_0. Поскольку величина ω_0 линейно зависит от напряженности постоянного магнитного поля H_0, потери в феррите проходят через резонансный максимум, как показано качественно на рис. 8.18, *а*, кривая *1*. При взаимно противоположных направлениях вращения, однако, потери не имеют максимума на резонансной частоте (пунктирная кривая *2* на рис. 8.18, *а*).

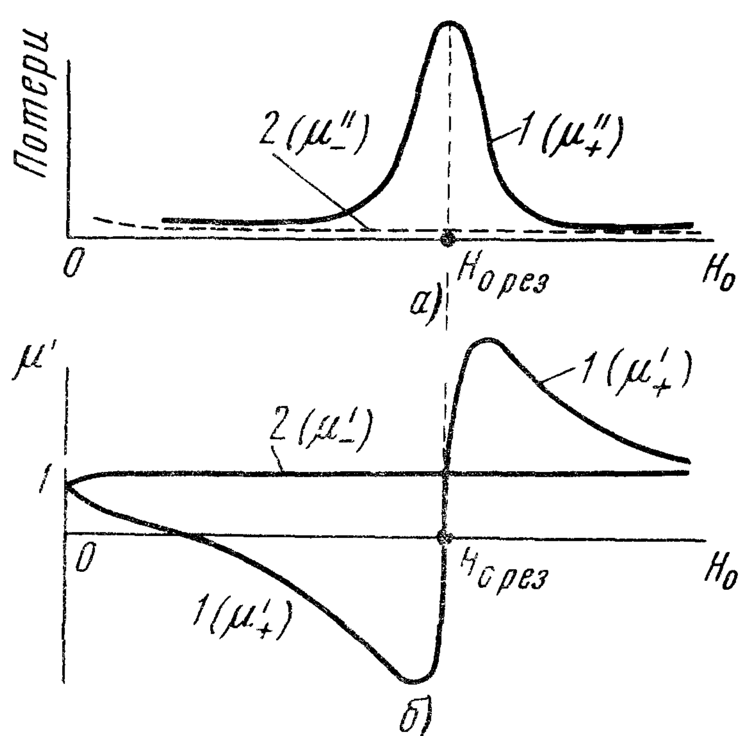


Рис. 8.18. Характер зависимости активной и реактивной составляющих магнитной проницаемости гиротропной среды для волн с правой и левой круговыми поляризациями от напряженности постоянного магнитного поля при $\nu = \text{const}$

Описанное явление носит название *ферромагнитного* (гиромагнитного) *резонанса* и играет важную роль в теории и применении ферритов. Пользуясь уравнением (8.5,а), нетрудно найти, например, что максимум поглощения при напряженности магнитного поля H_0, равной 1000 *э* (приблизительно $8 \cdot 10^4$ *а/м*), лежит на частоте около 2800 *Мгц,* т. е. при длине волны в свободном пространстве $\lambda \approx 10{,}7$ *см.*

Существование потерь в обычном диэлектрике может быть описано комплексной величиной относительной диэлектрической проницаемости (см. § 2.1). В случае феррита существование магнитных потерь может быть характеризовано по аналогии комплексной величиной скалярной магнитной проницаемости. Чтобы учесть различия для двух направлений круговой поляризации, оказывается необходимым ввести не одну, а две комплексные магнитные проницаемости. Обозначим через μ_+ относительную магнитную проницаемость феррита, соответствующую *положительному* или *правому* (в направлении часовой стрелки) вращению вектора $H_\sim$, при котором потери имеют резонансный максимум. Соответственно μ_- — комплексная проницаемость при *отрицательной* или *левой* круговой поляризации вектора $H_\sim$.

Таким образом, в общем случае

$$\mu_+ = \mu'_+ - j\mu''_+; \; \mu_- = \mu'_- - j\mu''_-.$$

Кривые, изображенные на рис. 8.18, *а*, качественно показывают ход зависимости величин μ''_+ и μ'_- от напряженности постоянного магнитного поля H_0. Ширина резонансной кривой $\mu''_\mp = f(H_0)$ зависит от свойств феррита и составляет обычно от нескольких десятков до нескольких сотен эрстедов.

Анализ показывает [3, 10], что действительная часть магнитной проницаемости для левого вращения круговой поляризации, т. е. величина μ'_-, подобно величине μ''_-, почти не зависит от напряженности постоянного магнитного поля H_0 (см. рис. 8.18, *б*, кривая *2*). Однако в случае правого вращения величина μ'_+ резко изменяется в области ферромагнитного резонанса, как показано на кривой *1*, рис. 8.18, *б*. Можно провести аналогию между этой кривой и изменением реактивного сопротивления резонансного контура вблизи его резонансной частоты.

Наиболее характерными примерами применения свойств ферритов являются резонансный однонаправленный ослабитель на базе волновода прямоугольного сечения и однонаправленный ослабитель, использующий эффект Фарадея в круглом волноводе.

б. Резонансный вентиль в прямоугольном волноводе

Идеальным однонаправленным ослабителем или *вентилем** принято называть четырехполюсник, не создающий ослабления для волны, двигающейся по линии в одном («прямом») направлении, но вносящий бесконечно большое затухание для другого («обратного») направления движения энергии.

* Иногда используется название «изолятор» (в смысле изоляции, т. е. развязки генератора и нагрузки).

Рассмотрим волновод прямоугольного сечения, возбужденный на низшей волне типа H_{10}. Для получения невзаимного эффекта, в соответствии с § 8.5, а, желательно расположить феррит в том участке волновода, где высокочастотное магнитное поле имеет круговую поляризацию.

Напомним, что волна типа H_{10} в целом имеет линейную поляризацию. Однако, обращаясь к рис. 8.19, нетрудно видеть, что су-

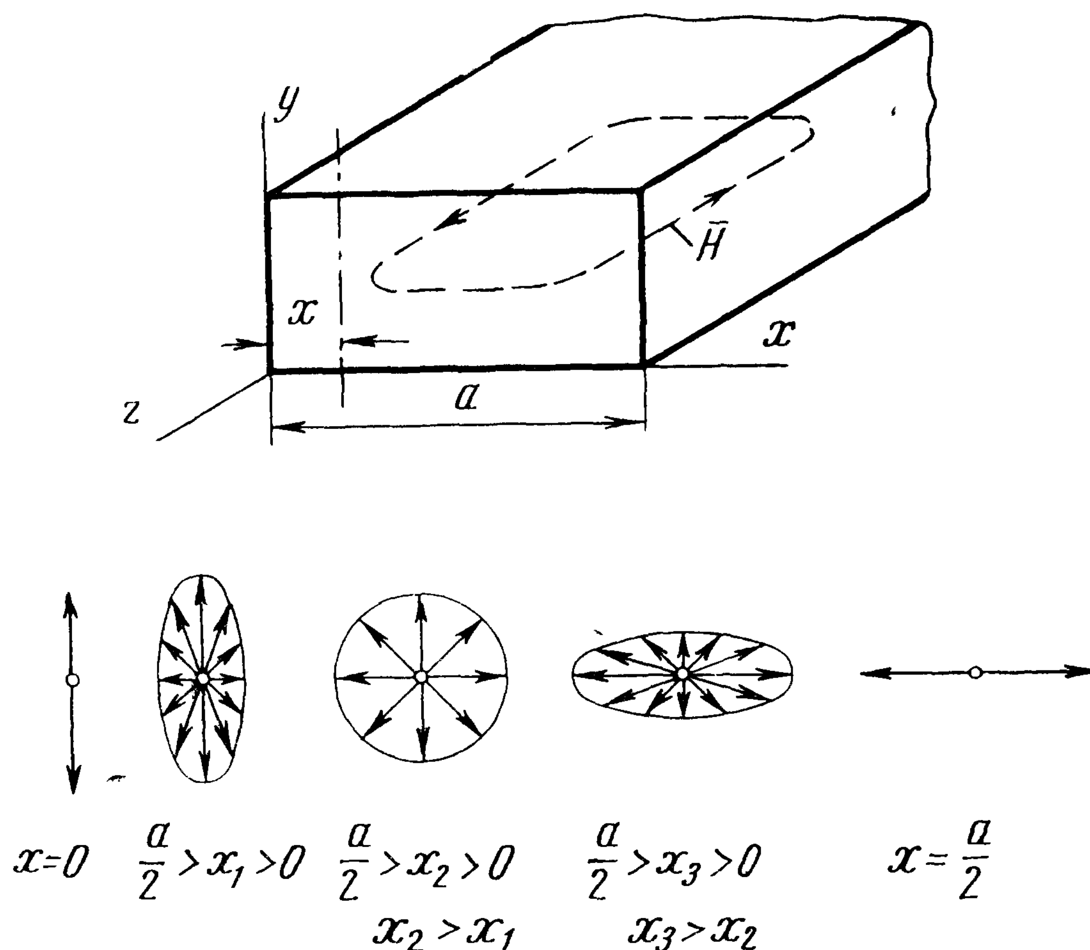


Рис. 8.19. К рассмотрению поляризации высокочастотного магнитного поля при волне типа H_{10} в различных продольных сечениях прямоугольного волновода

ществуют две продольные плоскости $x = \text{const}$, параллельные узкой стенке волновода, где магнитное поле имеет чисто круговую поляризацию. Эти плоскости находятся на расстоянии приблизительно $\frac{a}{4}$ от узких стенок волновода*. Направление вращения вектора H в каждом из указанных продольных сечений взаимно противоположно и зависит от направления движения волны по волноводу. В этом легко убедиться, мысленно «протягивая» всю совокупность магнитных силовых линий сначала в одном, а затем в другом направлениях, и фиксируя поворот вектора H в плоскости xz.

Для того, чтобы получить однонаправленное ослабление, ферритовая пластина должна быть расположена в одной из двух ука-

* Точнее, на расстоянии $\frac{a}{\pi} \operatorname{arctg} \frac{\lambda_в}{2a}$, при котором $|H_x| = |H_z|$, см. уравнения (3.60) и (3.61).

занных плоскостей, как показано на рис. 8.20, *а*. Постоянный магнит, создающий поле H_0, располагается относительно волновода, как изображено на рис. 8.20, *б* (ср. рис. 8.17).

Если напряженность постоянного магнитного поля выбрать равной или близкой к величине $H_{0\,рез}$ (см. рис. 8.18), то феррит поглощает мощность волны, создающей правополяризованное высокочастотное магнитное поле. Поглощения волны, идущей по тому же волноводу в противоположном направлении, практически не происходит.

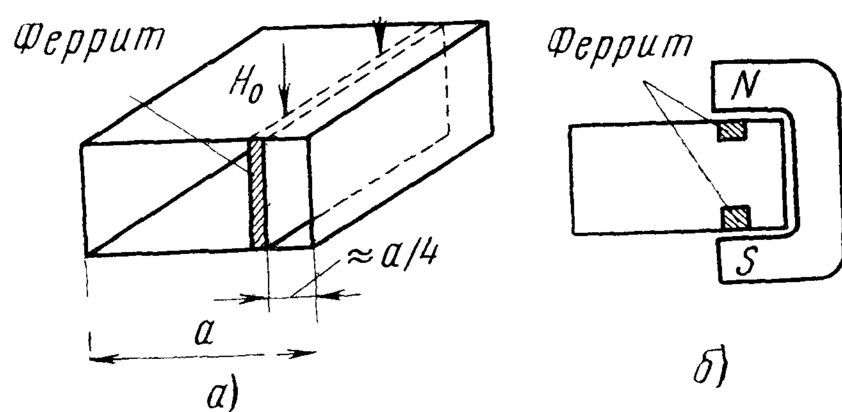


Рис. 8.20. Расположение ферритовых пластин и постоянного магнита в резонансном ферритовом вентиле на базе волновода прямоугольного сечения

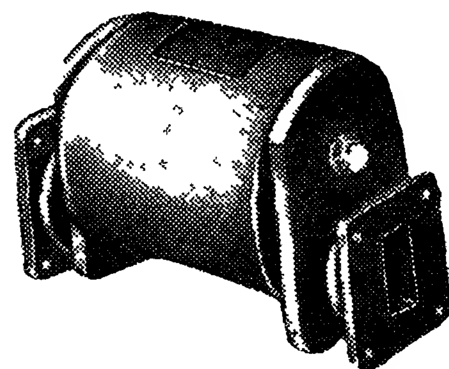


Рис. 8.21. Внешний вид резонансного ферритового вентиля

На практике удается обеспечить потери в «обратном» направлении порядка 20—30 *дб* при потерях в «прямом» направлении 0,5 *дб* и менее. Коэффициент стоячей волны при этом не превышает 1,1.

Вся СВЧ мощность, идущая в «обратном» направлении, рассеивается в виде тепла в массе феррита, что ограничивает величину предельно допустимой средней мощности. Для улучшения отвода тепла на стенки волновода часто используется вариант расположения двух ферритовых пластин уменьшенной высоты (см. рис. 8.20, *б*). Внешний вид одного из резонансных вентилей приведен на рис. 8.21.

Резонансные вентили находят применение во всем сантиметровом диапазоне волн; наиболее низкие рабочие частоты доходят до 350—400 *Мгц*. Рабочие мощности в импульсном режиме в сантиметровом диапазоне волн доходят до нескольких мегаватт.

Недостатком резонансного вентиля, особенно сильно проявляющимся в миллиметровом диапазоне волн, является большая величина постоянного магнитного поля. Так, при $\lambda \approx 1$ *см* по уравнению (8.5,а) требуется действующее магнитное поле H_0 около 10 тысяч эрстедов. Более слабые поля требуются для рассматриваемого ниже другого типа ферритового вентиля, использующего эффект Фарадея.

в. Фарадеевский вентиль в круглом волноводе

Эффект Фарадея давно известен в оптике и сводится к вращению плоскости поляризации световой волны, проходящей через диэлектрик в присутствии постоянного магнитного поля, ориентированного в направлении распространения волны. Рассмотрим проявление этого эффекта в диапазоне СВЧ на примере круглого волновода, возбужденного на волне типа H_{11}.

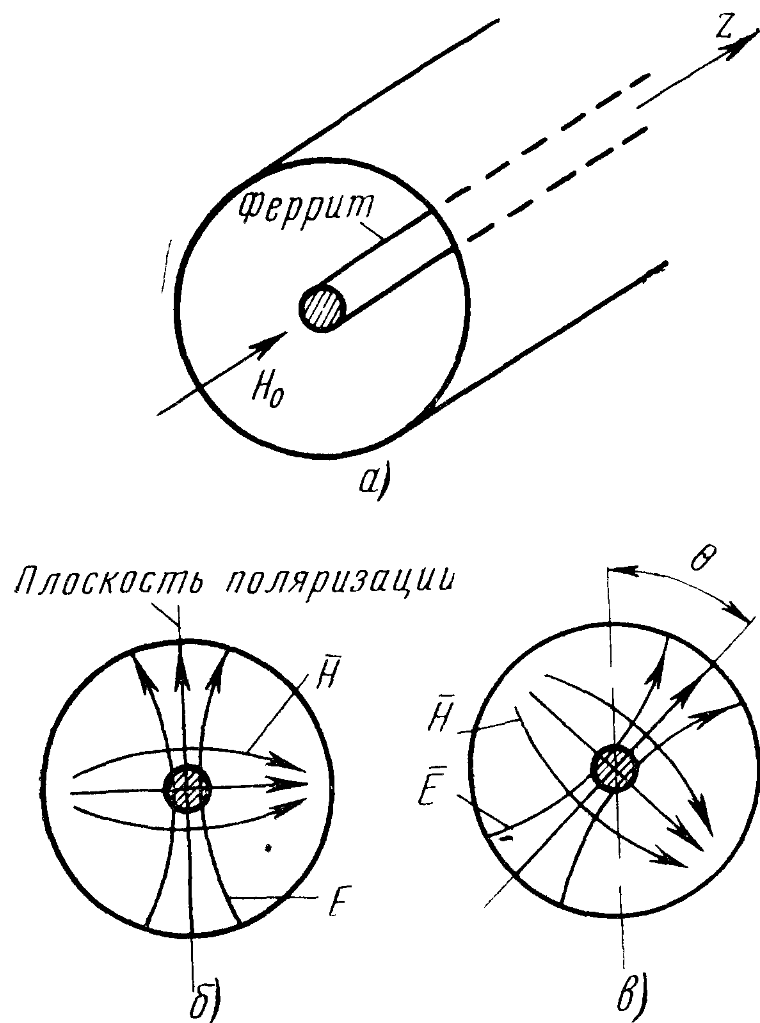


Рис. 8.22. К эффекту Фарадея в круглом волноводе при волне типа H_{11}

Расположим вдоль оси волновода тонкий круглый стержень из феррита, намагниченный в продольном направлении постоянным магнитным полем H_0, как показано на рис. 8.22, *а*. Будем считать, что присутствие стержня вызывает лишь возмущение поля рассматриваемой волны. Напряженность постоянного магнитного поля H_0 выберем значительно ниже резонансной величины $H_{0\text{рез}}$. Активными потерями в феррите в этом случае можно пренебречь.

Линейно поляризованную волну типа H_{11} можно мысленно разложить на две волны с круговой поляризацией. В отсутствие феррита при идеальной симметрии волновода обе указанные волны распространяются с одинаковыми фазовыми скоростями и в сумме в любом сечении дают волну с неизменным положением плоскости поляризации. Но магнитная проницаемость феррита имеет различную величину μ'_+ и μ'_- для правого и левого вращений поля. Соответственно этому различными оказываются и фазовые скорости каждой из волн. В результате плоскость поляризации реальной волны H_{11} не остается неизменной, а постепенно поворачивается по мере движения вдоль волновода (см. рис. 8.22, *б*, *в*).

Следует отметить тот факт, что направление вращения плоскости поляризации не зависит от направления движения энергии по волноводу. В самом деле, относительное расположение векторов H_0 и $H_\sim$ в области, где находится феррит, не меняется при перемене мест генератора и нагрузки. Угол поворота θ пропорционален длине ферритового стержня. Поэтому волна, идущая в обратном направлении и имеющая начальную поляризацию, показан-

ную на рис. 8.22, *в*, не возвращается к поляризации, изображенной на рис. 8.22, *б*, а дополнительно поворачивается по часовой стрелке на такой же угол, равный θ. Это снова подтверждает невзаимный характер процессов в системах СВЧ, содержащих феррит.

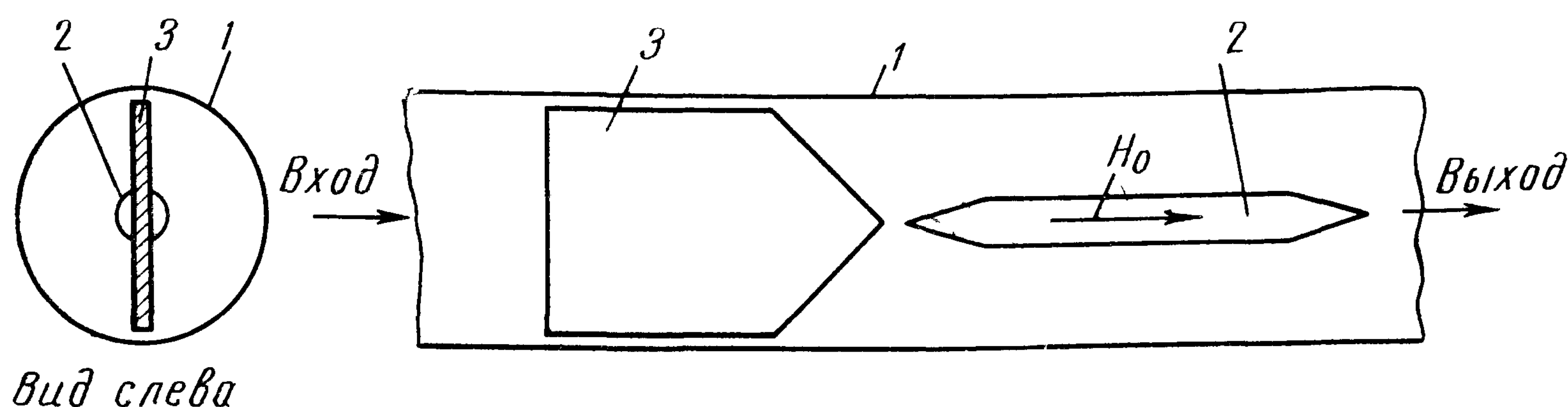


Рис. 8.23. Схема устройства ферритового вентиля, использующего эффект Фарадея в круглом волноводе при волне типа H_{11}

1 — круглый волновод; 2 — ферритовый стержень; 3 — поглощающая пластина

На рис. 8.23 схематически изображен вентиль, использующий описанный эффект. На входе вентиля расположена ножевидная поглощающая пластина, подобная рассмотренным поглотителям в ослабителях низкого уровня мощности. Тогда, если в волноводе

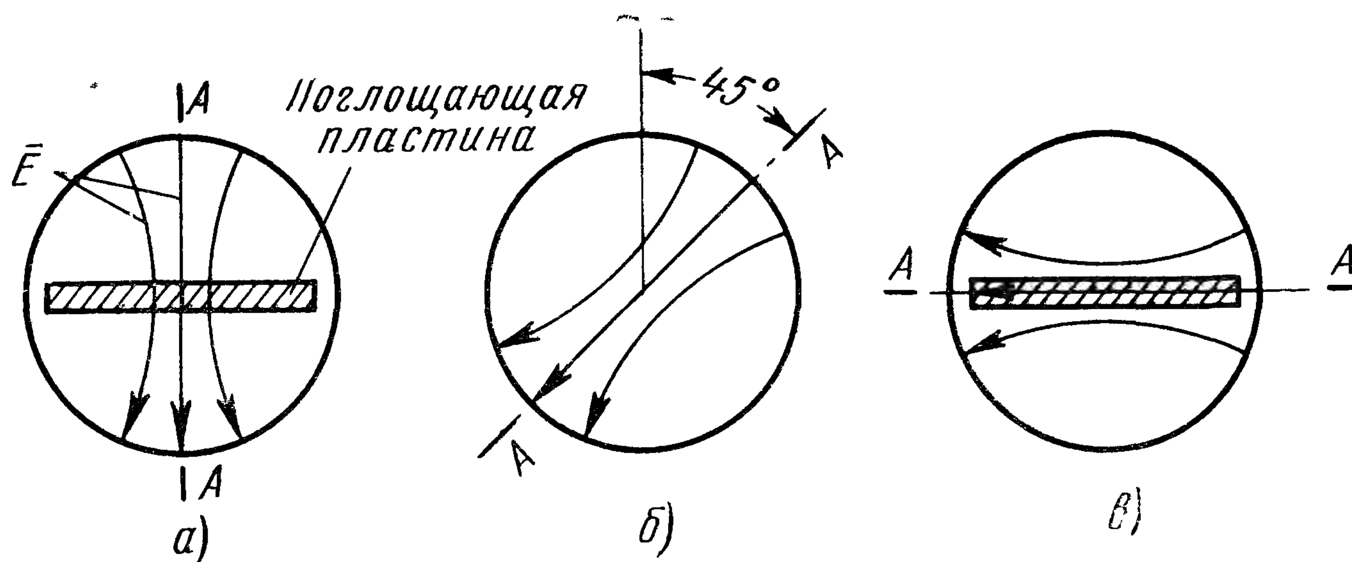


Рис. 8.24. К объяснению механизма действия фарадеевского вентиля. Через *AA* обозначена плоскость поляризации волны типа H_{11}

возбуждена волна типа H_{11} с поляризацией, показанной на рис. 8.24, *а*, поглощающая пластина не создает потерь для волны, поступающей со стороны входа ослабителя.

В результате существования эффекта Фарадея плоскость поляризации волны на выходе ослабителя поворачивается на угол θ, как было показано выше на рис. 8.22. Длина ферритового стержня в данном случае подбирается таким образом, чтобы угол θ составлял 45° (рис. 8.24, *б*). Тогда плоскость поляризации волны, отраженной от нагрузки, поворачивается в ту же сторону еще на 45°. В результате электрическое поле отраженной волны оказывается

в плоскости поглощающей пластины, как показано на рис. 8.24, *в*. Отраженная волна практически полностью поглощается в пластине и не проходит на вход ослабителя. Для удобства включения в обычные волноводные тракты на обоих концах описанного вентиля обычно располагают переходы с прямоугольного на круглый волновод, а также секцию скрученного волновода прямоугольного сечения.

Существуют и другие конструктивные решения ферритовых вентилей, способствующие снижению «прямых» потерь при достаточно высоких «обратных» потерях, расширению рабочей полосы частот, повышению импульсной и средней мощностей, продвижению в сторону более низких и более высоких частот, уменьшению габаритов и веса и т. п. Помимо волноводных систем, удалось создать вентили в коаксиальных и полосковых линиях. Роль вентилей для высоких уровней мощности могут играть также ферритовые циркуляторы, рассматриваемые в § 8.11.

Применение вентилей резко улучшает работу генераторов СВЧ колебаний, способствует уменьшению затягивания частоты, улучшению спектра частот, устранению эффекта длинной линии и т. д.

§ 86. ДЕТЕКТОРНЫЕ И ТЕРМИСТОРНЫЕ ГОЛОВКИ. ПОНЯТИЕ О ТЕРМИСТОРНОМ МОСТЕ

Одним из наиболее распространенных видов измерений на сверхвысоких частотах, помимо рассмотренного в гл. 7 измерения КСВ и полных сопротивлений, является измерение мощности колебаний. Калориметрический способ, кратко описанный раньше, дает возможность производить измерение мощности, превышающей примерно 1 *вт* (среднее значение). Для измерения меньших значений мощности, вплоть до нескольких микроватт, применяются иные методы.

Наиболее просто оценить величину мощности с помощью кристаллического детектора по величине выпрямленного тока. Как указывалось при рассмотрении вопроса об измерении КСВ, в случае малых мощностей характеристики современных кристаллических детекторов можно с достаточной степенью точности полагать квадратичными. Это значит, что выпрямленный ток детектора $I_{\text{дет}}$, измеряемый микроамперметром, пропорционален поступающей на детектор мощности сверхвысокочастотных колебаний:

$$I_{\text{дет}} = kP. \qquad (8.6)$$

Здесь k — константа, характеризующая чувствительность кристаллического детектора в выпрямительном режиме. Для большинства выпускаемых сейчас измерительных и видеодетекторов чувствительность имеет порядок 0,5—2 *а/вт* или, что то же, 0,5—2 *мка/мквт*. Таким образом, предел квадратичности

характеристики детектора соответствует примерно уровню мощности 10—40 *мквт*. При более высоких мощностях соотношение (8.6) становится несправедливым и ток детектора перестает быть прямо пропорциональным высокочастотной мощности.

Свойства детекторов подвержены, к сожалению, значительным изменениям как во времени, так и в зависимости от электрических и механических воздействий. Поэтому использовать детектор для измерения абсолютной величины мощности не удается. Это не препятствует, однако, применению кристаллических детекторов для измерения и индикации мощности в относительных единицах.

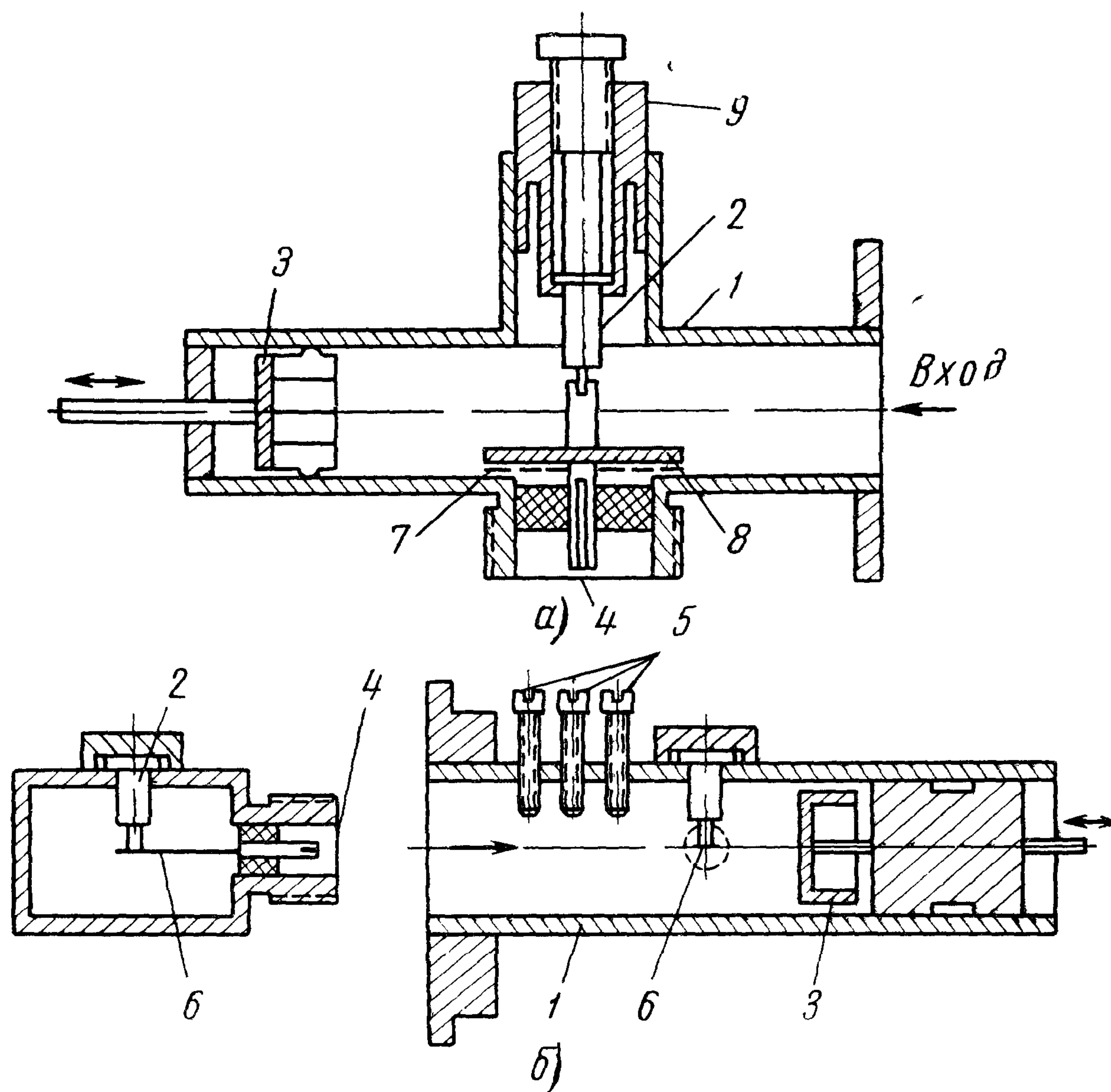


Рис. 8.25. Схема устройства двух настраиваемых волноводных детекторных головок

1 — отрезок стандартного прямоугольного волновода, *2* — кристаллический детектор, *3* — согласующий поршень, *4* — фишка для подключения микроамперметра, *5* — согласующие винты, *6* — контактная пружина, *7* — слюдяная прокладка (конденсатор), *8* — металлическая шайба, *9* — коаксиальный держатель с дросселем

Некоторые примеры включения кристаллических детекторов в высокочастотный тракт рассматривались в связи с измерением КСВ. На практике широко используются так называемые *детекторные головки*, представляющие собой отрезки волновода или коаксиальной линии, снабженные устройствами для включения

детектора, для согласования его с линией и для подключения измерительного прибора постоянного тока.

Примеры устройства детекторных головок показаны на рис. 8.25 и 8.26. В случае волноводной головки детектор может включаться поперек волновода таким образом, что он образует электрический зонд. Часто детектор располагают также во вспомогательной коаксиальной линии, непосредственно связанной с волноводом. Согласование производится с помощью поршня и, например, трехвинтового трансформатора.

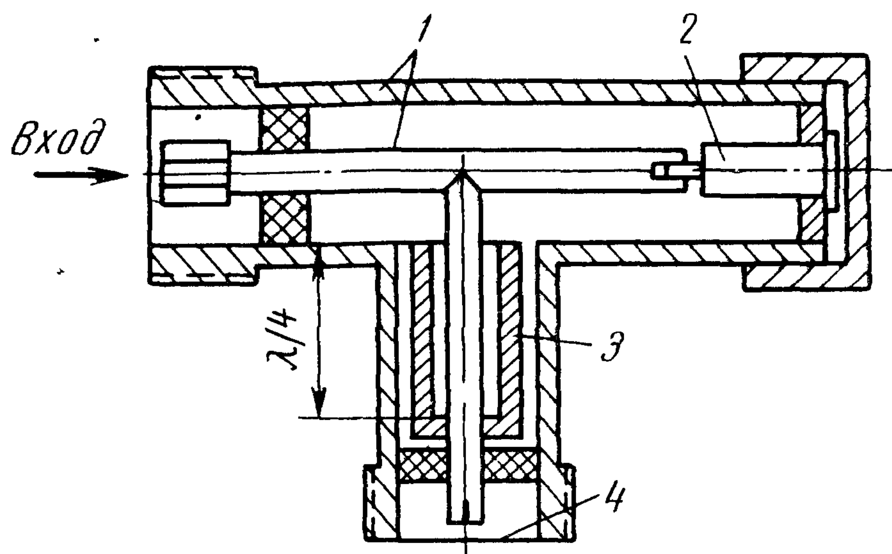


Рис. 8.26. Схема устройства ненастраиваемой коаксиальной детекторной головки

1 — основная коаксиальная линия; *2* — кристаллический детектор; *3* — четвертьволновый дроссель; *4* — фишка для подключения микроамперметра

Следует иметь в виду, что к согласованию детекторных головок не предъявляются очень жесткие требования. Вполне приемлемой является величина КСВ порядка 1,5. В ряде случаев согласование существенно лишь с точки зрения чувствительности индикаторного устройства.

Для соединения детекторной головки с микроамперметром или другим индикаторным прибором, например, усилителем или осциллографом, обычно предусматривается экранированный коаксиальный выход, в котором имеется блокировочный конденсатор или дроссель. Назначение конденсатора и дросселя — предотвращение просачивания высокочастотной энергии в цепь постоянного тока.

Часто бывает необходимо устранить регулировку согласования и обеспечить широкую рабочую полосу частот — порядка 20—30% от средней частоты и более. Это удается достичь путем фиксации короткозамыкающей стенки в волноводе на оптимальном расстоянии от детектора и путем выбора наиболее благоприятного положения детектора относительно волновода. Узкий размер сечения волновода целесообразно уменьшать в 2—3 раза в сравнении со стандартными размерами волновода.

Коаксиальная детекторная головка, схематически показанная на рис. 8.26, не содержит согласующих элементов (они могут быть включены в линию перед головкой). Здесь представляет интерес выбор устройства для включения микроамперметра. Отсутствие утечки высокочастотной энергии обеспечивается четвертьволновым отрезком коаксиальной линии, закороченным на одном конце и включенным последовательно в боковой коаксиальный вывод в качестве дросселя.

Действие дросселя сходно с действием дроссельных короткозамыкающих поршней и поясняется на рис. 8.27. Входное сопротивление коаксиальной линии в точках *аб* равно сумме входных сопротивлений между точками *ав* и *бв*. Величина $(Z_{вх})_{бв}$ стремится к бесконечности, поскольку длина дросселя равна четверти длины волны в свободном пространстве. Следовательно, в сечении *АА* имеется узел стоячей волны высокочастотного тока. При любом конечном входном сопротивлении дроссельной щели между

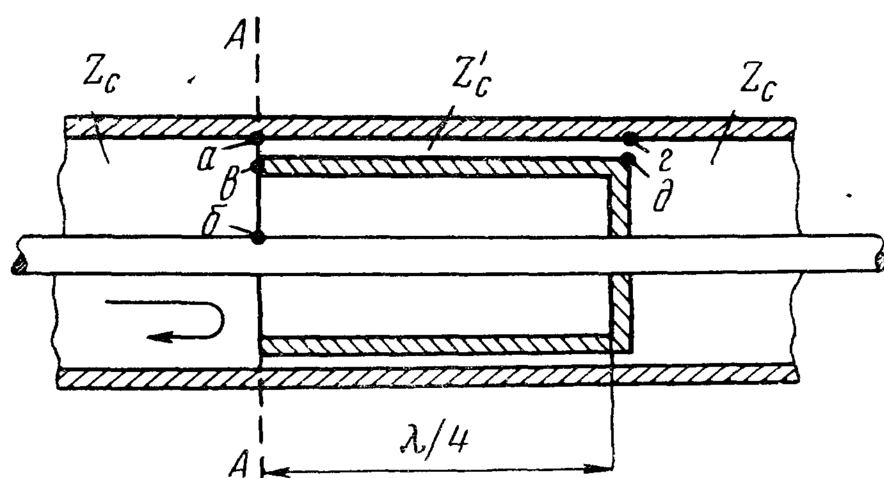


Рис. 8.27. К объяснению принципа действия коаксиального четвертьволнового дросселя, предотвращающего утечку СВЧ энергии в детекторных головках

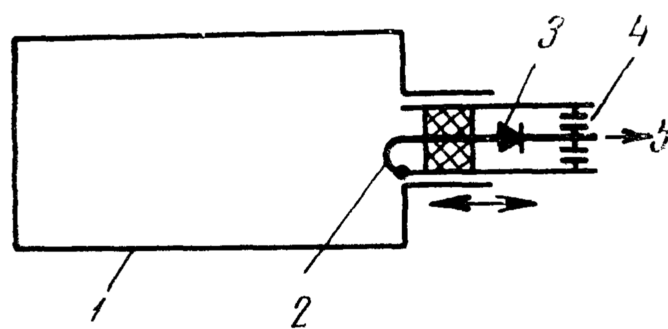


Рис. 8.28. Схема включения петлевого индикатора с кристаллическим детектором

1 — прямоугольный волновод (поперечное сечение); *2* — петля связи; *3* — кристаллический детектор; *4* — блокировочный конденсатор; *5* — к микроамперметру

точками *ав* энергия не поступает в дроссельный зазор и не ответвляется в участок коаксиальной линии, находящийся правее дросселя. Величина входного сопротивления щели в точках *ав* дополнительно уменьшается за счет трансформации входного сопротивления из точек *гд* в точки *ав* через четвертьволновый трансформатор с очень низким характеристическим сопротивлением Z'_c.

Описаннный дроссель находит применение не только в детекторных головках, но и во многих других случаях. Иногда такие дроссели используются непосредственно в электровакуумных приборах СВЧ, например, в выводах накала магнетронов для устранения излучения высокочастотной энергии. Похожие дроссельные запоры используются также во многих конструкциях ламп бегущей волны.

Для индикации относительной величины мощности, проходящей по волноводу, иногда используют коаксиальную детекторную головку с петлей на входе, слабо связываемую с волноводом. Устройство такого индикатора схематически показано на рис 8.28. Индикатор включается через узкую стенку волновода, по которому распространяется волна типа H_{10}. Степень связи регулируется движением петли относительно волновода.

Внешний вид типичной волноводной детекторной головки показан на рис. 8.29. На весьма коротких волнах иногда идут по пути конструктивного объединения детектора и детекторной головки.

В режиме непрерывной генерации ток, выпрямленный детектором, обычно измеряется магнитоэлектрическим микроамперметром. Если же генератор СВЧ колебаний работает в импульсном режиме с большим коэффициентом скважности, то вместо микроамперметра, измеряющего средний выпрямленный ток, следует использовать какой-либо индикатор, позволяющий измерять пиковое значение выпрямленного тока. В противном случае в результате большого тока в импульсе возможно перегорание детектора, хотя измеряемое среднее значение тока может быть весьма малым. В качестве безынерционного индикатора большей частью используется осциллограф. Отсчет амплитуды сигнала производится непосредственно по величине импульса или меандра на экране осциллографа. Пользуясь импульсным осциллографом со ждущей разверткой, можно наблюдать форму огибающей генерируемого высокочастотного импульса и измерять его длительность. Это существенно при работе с мощными импульсными приборами СВЧ — магнетронами, платинотронами, многорезонаторными клистронами и некоторыми типами ламп бегущей волны.

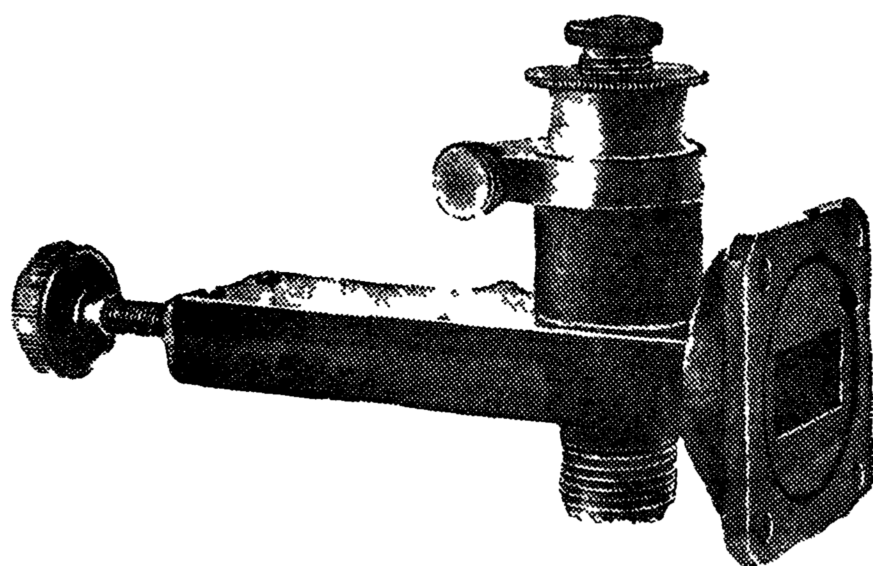


Рис. 8 29. Внешний вид настраиваемой детекторной головки 3-*см* диапазона (схему устройства см. на рис. 8.25, *а*)

Перейдем к рассмотрению термисторных головок.

Термистор — полупроводниковый прибор, сопротивление которого сильно зависит от величины подводимой мощности, т. е. от нагревания полупроводника. Устройство типового *бусинкового термистора** для диапазона сверхвысоких частот показано на рис. 8.30. В качестве полупроводника используется смесь окислов металлов, например, магния, меди, никеля, кобальта, цинка и ванадия. Диаметр бусинки обычно выбирается порядка десятых долей миллиметра с тем, чтобы обеспечить эквивалентность теплового эффекта от постоянного и высокочастотного токов. Типичная

* Помимо бусинковых термисторов, существуют конструкции термисторов, предназначенные для работы в цепях низкой частоты в качестве компенсирующих элементов, термодатчиков, регуляторов и др.

статическая вольтамперная характеристика термистора показана на рис. 8.31.

Основное назначение бусинкового термистора — измерение малой мощности СВЧ. Термистор включается в высокочастотный тракт таким образом, чтобы обеспечить поглощение в бусинке

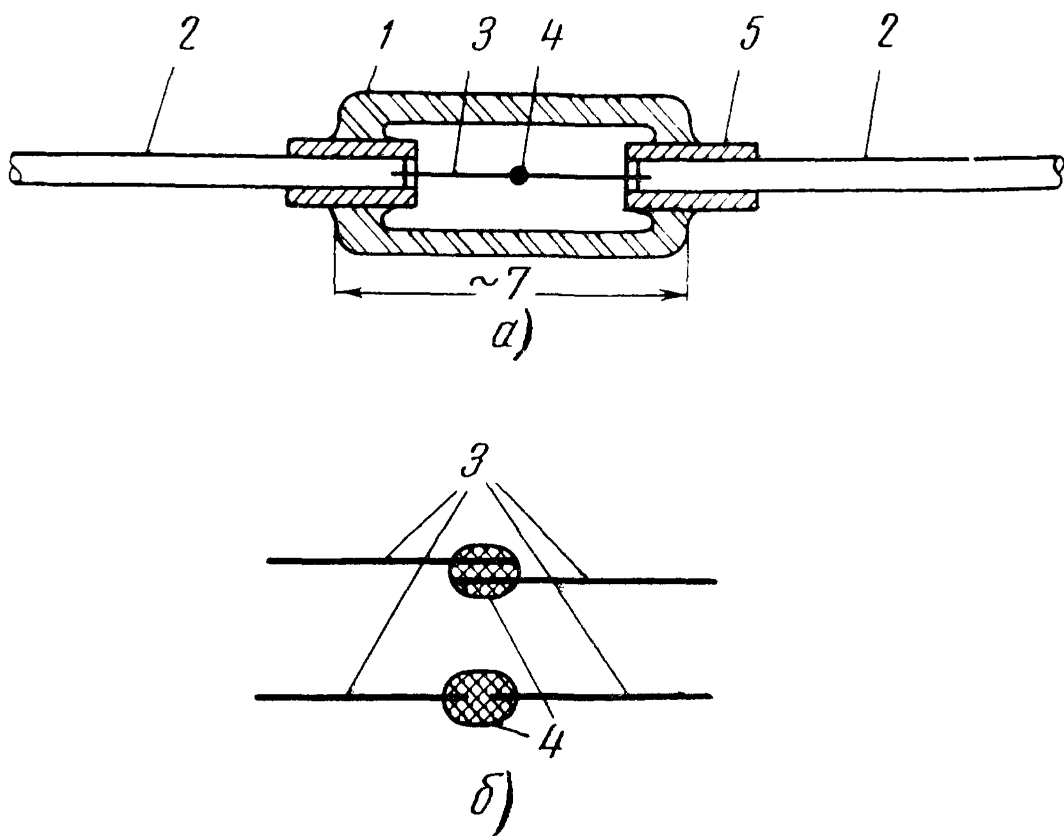


Рис. 8.30. Схема устройства бусинкового термистора для сверхвысоких частот (*а*) и устройство бусинки в увеличенном масштабе (*б*)

1 — стеклянная колбочка *2* — выводы *3* — тонкие проволочные вводы, *4* — бусинка, *5* — медная трубка

термистора всей высокочастотной мощности, поступающей в тракт. Элементы высокочастотного тракта, в которые включаются термисторы, называются *термисторными головками.* Примеры устройства настраиваемой волноводной и ненастраиваемой коаксиальной термисторных головок показаны на рис. 8.32 и 8.33.

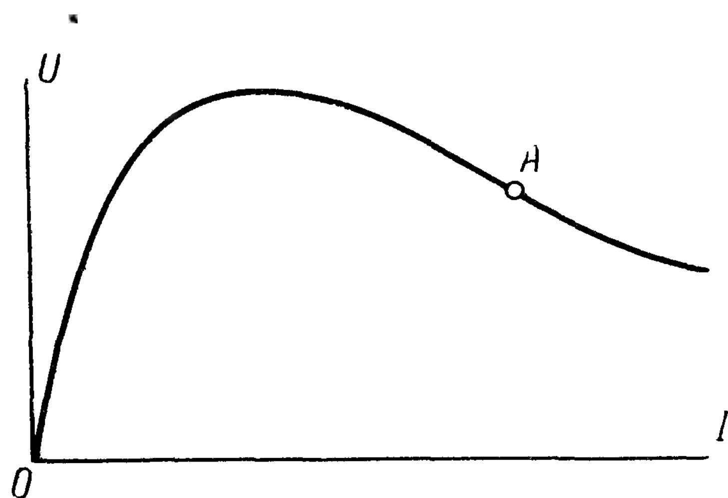


Рис. 8.31. Типичная статическая характеристика бусинкового термистора. Через *А* обозначено примерное положение рабочей точки при измерении СВЧ мощности

Принципиально термисторные головки сходны с детекторными головками. Однако требования, предъявляемые к термисторным головкам, значительно жестче, поскольку требуется измерять не относительную, а абсолютную величину мощности высокочастотных колебаний. Так, существенно, чтобы потери мощности в контактах и другие виды активных потерь были достаточно малы. Значитель-

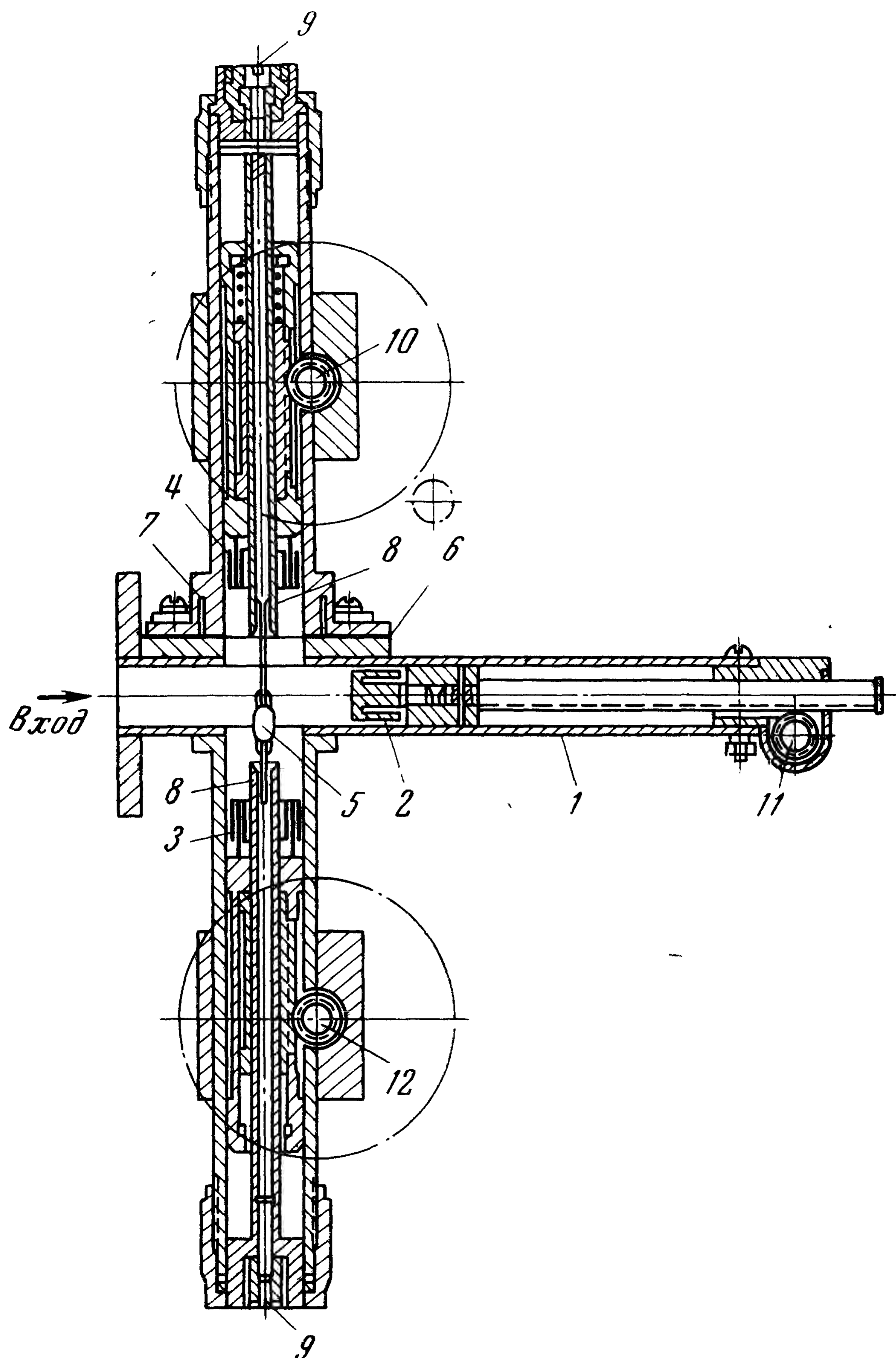


Рис. 8.32. Пример устройства волноводной настраиваемой термисторной головки

1 — прямоугольный волновод; *2, 3, 4* — дроссельные волноводный и коаксиальные поршни; *5* — термистор; *6* — плоскость разъема с изолирующей прокладкой; *7* — дроссель для устранения утечки СВЧ мощности; *8* — цанги для закрепления выводов термистора; *9* — зажимы для включения во внешнюю цепь моста по постоянному току; *10, 11, 12* — ручки для настройки головки

ное рассогласование термисторной головки также может привести к погрешностям при измерении мощности. Наконец, к термисторным головкам часто предъявляются требования широкополосности при фиксированной настройке.

Внешней цепью термистора является мостовая схема, одним из плеч которой является сам термистор. Простейшая схема тер-

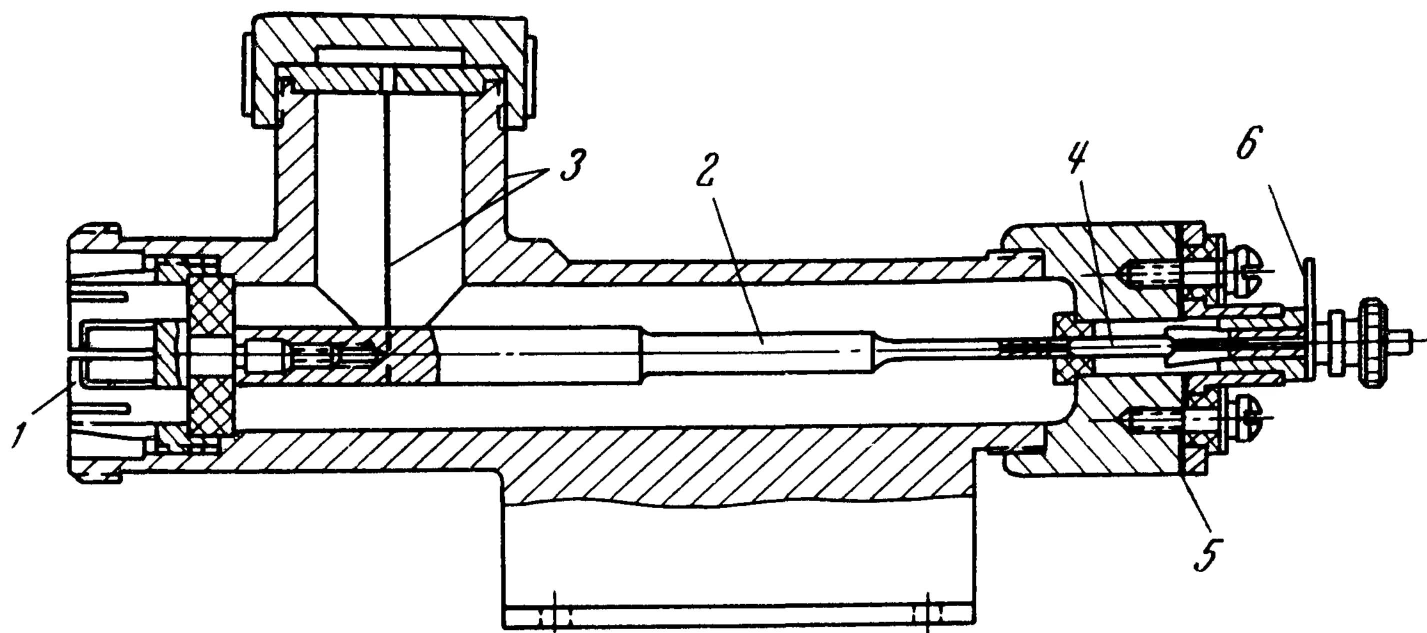


Рис. 8.33. Устройство широкополосной коаксиальной термисторной головки:

1 — коаксиальный вход с волновым сопротивлением 50 *ом*; *2* — четвертьволновый трансформатор; *3* — четвертьволновый короткозамкнутый шлейф; *4* — термистор; *5* — изолирующая прокладка; *6* — вывод термистора по постоянному току

мисторного моста с питанием от постоянного тока показана на рис. 8.34. В отсутствие высокочастотной мощности через термистор, включенный в мост, протекает постоянный ток. Величина сопротивления термистора может регулироваться путем изменения тока, протекающего через мост, с помощью резистора R'. При балансе моста, т. е. при нулевом показании микроамперметра в диагонали моста, внутреннее сопротивление термистора равно R, т. е. в точности равно сопротивлению других плеч моста. Мощность постоянного тока, рассеиваемая при этом в термисторе, равна

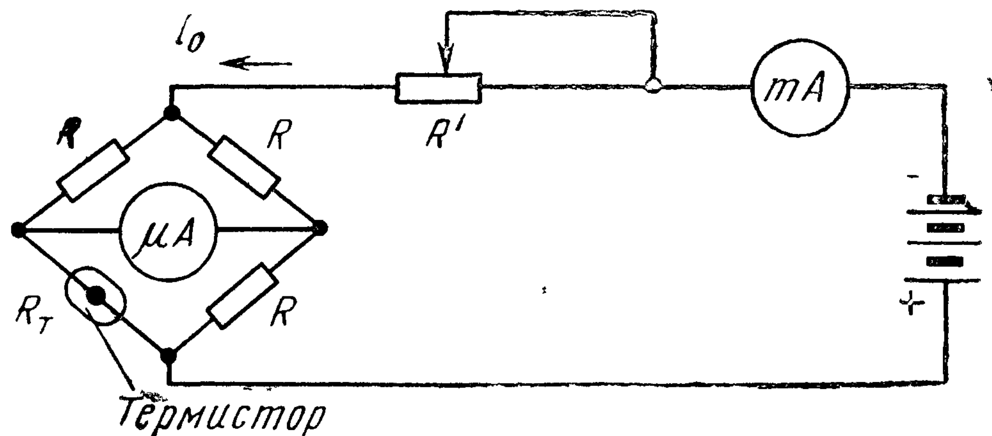


Рис. 8.34. Принципиальная схема термисторного моста

$$P_0 = \left(\frac{I_0}{2}\right)^2 R, \tag{8.7}$$

где I_0 — полный ток моста (см. рис. 8.34).

В результате подачи высокочастотной мощности сопротивление термистора уменьшается и баланс моста нарушается. Можно

снова сбалансировать мост, уменьшив мощность постоянного тока на величину, равную измеряемой СВЧ мощности. Обозначая полный ток моста, соответствующий повторной балансировке, через I'_0, получаем мощность постоянного тока, подводимую к термистору,

$$P'_0 = \left(\frac{I'_0}{2}\right)^2 R. \tag{8.8}$$

Полная мощность, подводимая к термистору при второй балансировке, равна сумме мощности P'_0 от источника постоянного тока и измеряемой СВЧ мощности P. При достаточно малых размерах поглощающего тела обеспечивается эквивалентность нагрева от постоянного тока, питающего мост, и от высокочастотного тока. Следовательно, $P_0 = P'_0 + P$, откуда, используя соотношения (8.7) и (8.8), можно определить величину высокочастотной мощности:

$$P = \frac{R}{4}\left(I_0^2 - I_0'^2\right). \tag{8.9}$$

Таким образом, измеряя два значения тока моста I_0 и I'_0, можно по известной величине R найти абсолютную величину высокочастотной мощности P.

Описанный метод носит название измерения мощности при помощи сбалансированного термисторного моста. Помимо этого метода, часто применяют метод прямого отсчета мощности. В последнем случае используются показания микроамперметра, включенного в диагонали того же моста. Шкала микроамперметра предварительно градуируется непосредственно в единицах мощности — милливаттах или микроваттах. Для повышения чувствительности моста при измерении очень малой мощности часто применяют усилители.

При помощи термисторного моста удается измерять мощность в пределах от нескольких микроватт до 7—10 *мвт*. Расширение диапазона измеряемых мощностей в сторону их увеличения достигается включением на входе термисторной головки калиброванного ослабителя или направленного ответвителя (см. § 8.9). Погрешность измерения мощности с помощью термисторного моста (без учета к. п. д. термисторной головки) имеет порядок $\pm 3\%$. Коэффициент полезного действия хорошей термисторной головки может составлять $94 \div 99\%$.

В технике измерений мощности на сверхвысоких частотах, наряду с термисторами, иногда используются *болометры* и *вакуумные термопары* (термопреобразователи). Болометры отличаются от термисторов тем, что элемент, поглощающий высокочастотную мощность, выполняется не в виде бусинки из полупроводника, а в виде очень тонкой металлической нити. Следовательно, болометры характеризуются положительным температурным ко-

эффициентом сопротивления, в отличие от термисторов, имеющих отрицательный температурный коэффициент. Включение болометров в мост и устройство болометрических головок принципиально не отличаются от включения и конструкции термисторных головок. Термисторы обладают рядом преимуществ в сравнении с болометрами и применяются на практике значительно чаще. Что касается термопар, то их применение в основном ограничено диапазоном метровых и более длинных волн и не представляет большого интереса для основной части диапазона СВЧ.

§ 8.7. ИЗМЕРИТЕЛЬНЫЕ ЛИНИИ

Измерительная линия — один из наиболее употребительных измерительных приборов в диапазоне сверхвысоких частот. Принципы устройства измерительных линий были кратко описаны в § 7.2.

Обычно измерительная линия выполняется в виде отдельного отрезка волновода или жесткой коаксиальной линии с двумя фланцами, позволяющими включать линию в тракт между генератором и нагрузкой. В измерительной волноводной линии имеется продольная щель, прорезанная в середине широкой стенки волновода. Вдоль щели передвигается небольшой проволочный зонд. Щель имеет длину в несколько полуволн, чтобы можно было находить несколько максимумов и минимумов стоячей волны. Ширина щели не должна быть большой, чтобы излучение из щели было пренебрежимо малым.

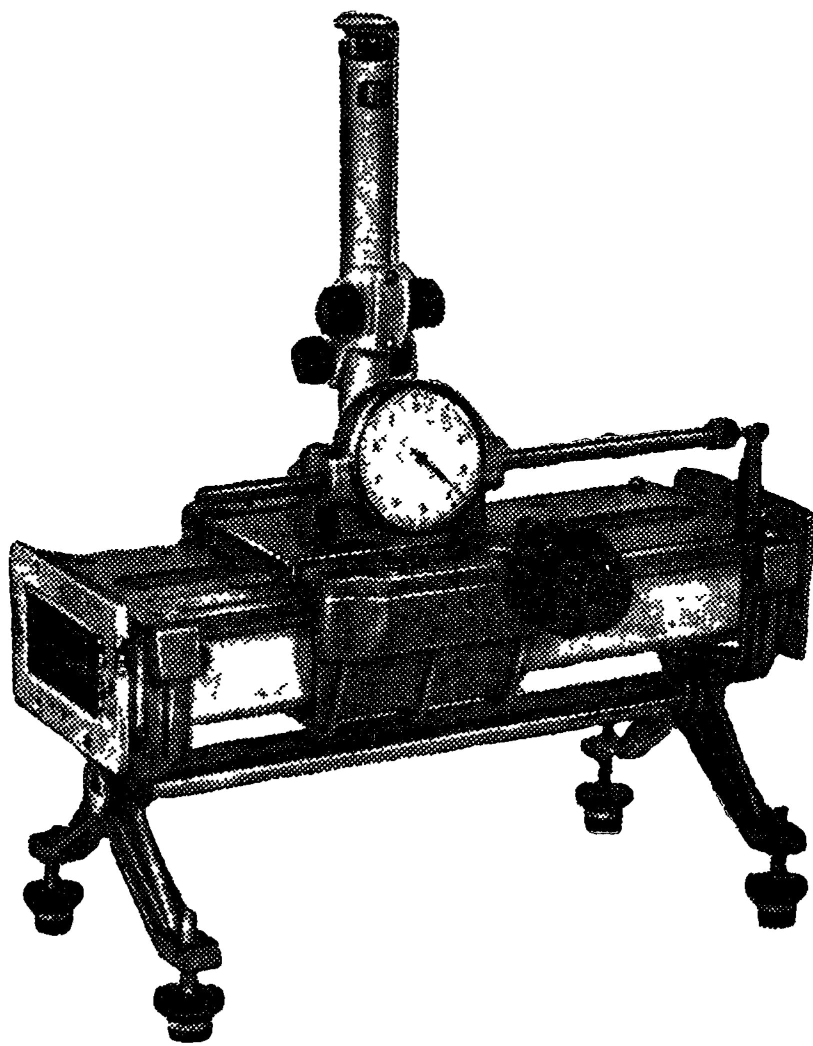


Рис. 8.35. Внешний вид волноводной измерительной линии 10-*см* диапазона

Зонд измерительной линии обычно переходит в коаксиальную линию, смонтированную на передвижной каретке. Иногда на передвижной каретке размещается короткий отрезок вспомогательного волновода, возбуждаемого штырем, который является продолжением зонда. Детектор, имеющийся в каретке, согласуется с коаксиальной линией или со вспомогательным волноводом при помощи винтов или поршней.

Внешний вид волноводной измерительной линии, а также плоскостной линии, предназначенной для включения в коаксиальный тракт, показан на рис. 8.35 и 8.36.

Работая с измерительными линиями, следует иметь в виду возможные источники погрешностей при измерении КСВ и при определении фазы стоячей волны. При отсутствии конструктивных дефектов, приводящих к отражению волны или к непостоянству связи зонда с основной линией, основная погрешность обусловлена искажением поля в линии за счет зонда.

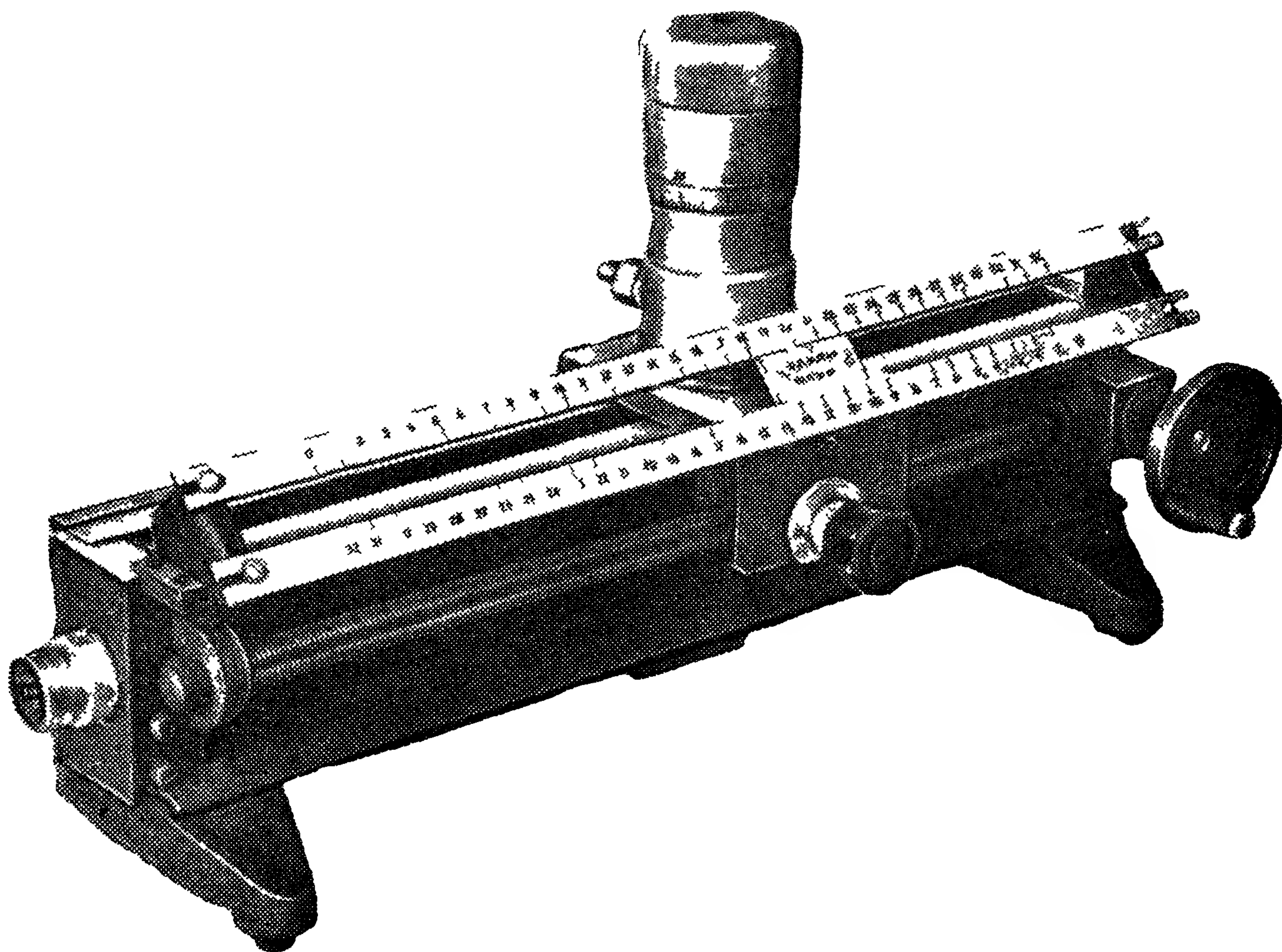


Рис. 8.36. Внешний вид плоскостной измерительной линии диапазона волн 8—30 *см*, предназначаемой для включения в коаксиальный тракт

Эквивалентной схемой зонда в измерительной линии является полная проводимость $Y_з$, включенная параллельно в основной тракт (следует вспомнить свойства смешанных тройников, см. § 6 6). Проводимость $Y_з$ может иметь комплексный характер, т. е $Y_з=G_з+jB_з$. При согласовании детектора с зондом проводимость $Y_з$ становится чисто активной. Можно показать, что наличие реактивной проводимости зонда $B_з$ искажает форму стоячей волны, смещая максимумы напряжения по отношению к их нормальному положению в отсутствие зонда. Положение минимумов стоячей волны остается практически неизменным. В связи с этим всегда следует возможно тщательнее настраивать цепь детектора в измерительной линии на максимум сигнала, чтобы реактивную проводимость зонда сделать равной нулю. Подобная настройка желательна также и с точки зрения чувствительности индикаторного устройства. Одновременно можно сделать вывод, что отсчет фазы стоячей волны правильнее производить не по максимуму, а по минимуму напряжения.

Влияние активной проводимости зонда, т. е. отбора конечной доли мощности из основной линии в цепь зонда, проявляется в получении зани-

женных значений КСВ в сравнении с истинными. Особенно сильно это сказывается при измерении больших значений КСВ по обычному методу отсчета поля в максимуме и в минимуме стоячей волны Таким образом, следовало бы уменьшать связь зонда с линией; длину зонда следовало бы делать возможно меньше. Предел ослабления связи определяется возможностью измерения малого сигнала, снимаемого с зонда. В самом деле, при очень малой связи возникла бы необходимость либо в весьма значительном усилении сигнала, либо в повышении мощности измерительного генератора. И в том, и в другом направлениях существуют определенные границы.

Обычно на практике, как указывалось в § 7 2, зонд ответвляет 1—2% мощности бегущей волны, передаваемой по волноводу. Очевидно, что при $B_з=0$ величина активной проводимости зонда $G_з$ составляет соответственно 0,01—0,02 отн. ед Полагая для примера $G_з=0{,}02$, можно найти, что при истинном значении КСВ в линии, равном $\rho=30$, измеренная величина КСВ будет составлять 29,2 Такая погрешность является обычно допустимой. Однако при $G_з=0{,}10$ и при $\rho=30$ измеренная величина КСВ составляет уже только 27,2.

Диапазон значений КСВ, измеряемых при помощи типовых измерительных линий, составляет примерно от 1,01—1,02 до 30—50. Измерение весьма малых значений КСВ ограничивается в основном дефектами механизма движения зонда. При измерении очень больших значений КСВ приходится сталкиваться с трудностями индикации. Кроме того, начинает сильно сказываться активная проводимость зонда, а при особенно больших значениях КСВ оказывается невозможным пренебрегать потерями в стенках измерительной линии.

Измерительные линии применяются, как правило, для измерений в трактах низкого уровня мощности (менее 1 *вт*). Использованию измерительных линий при большой передаваемой мощности обычно ставят предел искрения в области щели или пробой на зонд. Для отсчета КСВ в тракте высокого уровня мощности большей частью пользуются иными устройствами, например, рефлектометрами, коротко описываемыми в § 8.9, *б*.

Некоторый интерес представляет автоматизация измерительной линии. Известны различные конструкции измерительных линий, в которых зонд перемещается или вращается с помощью электромеханического привода. Запись сигнала,снимаемого с зонда, производится на экране электронно-лучевой трубки, развертка которой синхронизована с движением зонда. Автоматические измерительные линии находят применение в случаях, когда необходимо производить большое количество однотипных измерений, не требующих большой точности.

§ 8.8. НАПРАВЛЕННЫЕ ОТВЕТВИТЕЛИ

Направленный ответвитель — прибор, служащий для ответвления из основного высокочастотного тракта части мощности одной из двух бегущих волн, распространяющихся по линии в противо-

положных направлениях. Подобное «разделение» падающей и отраженной волн представляет значительный интерес, например, для непосредственного измерения модуля коэффициента отражения, минуя измерение КСВ. Рассмотрим возможности осуществления направленного ответвителя.

Простой одиночный зонд, например, штырь, изображенный на рис. 8.16, не может быть использован в качестве направленного ответвителя. Действительно, мощность, ответвляемая одиночным

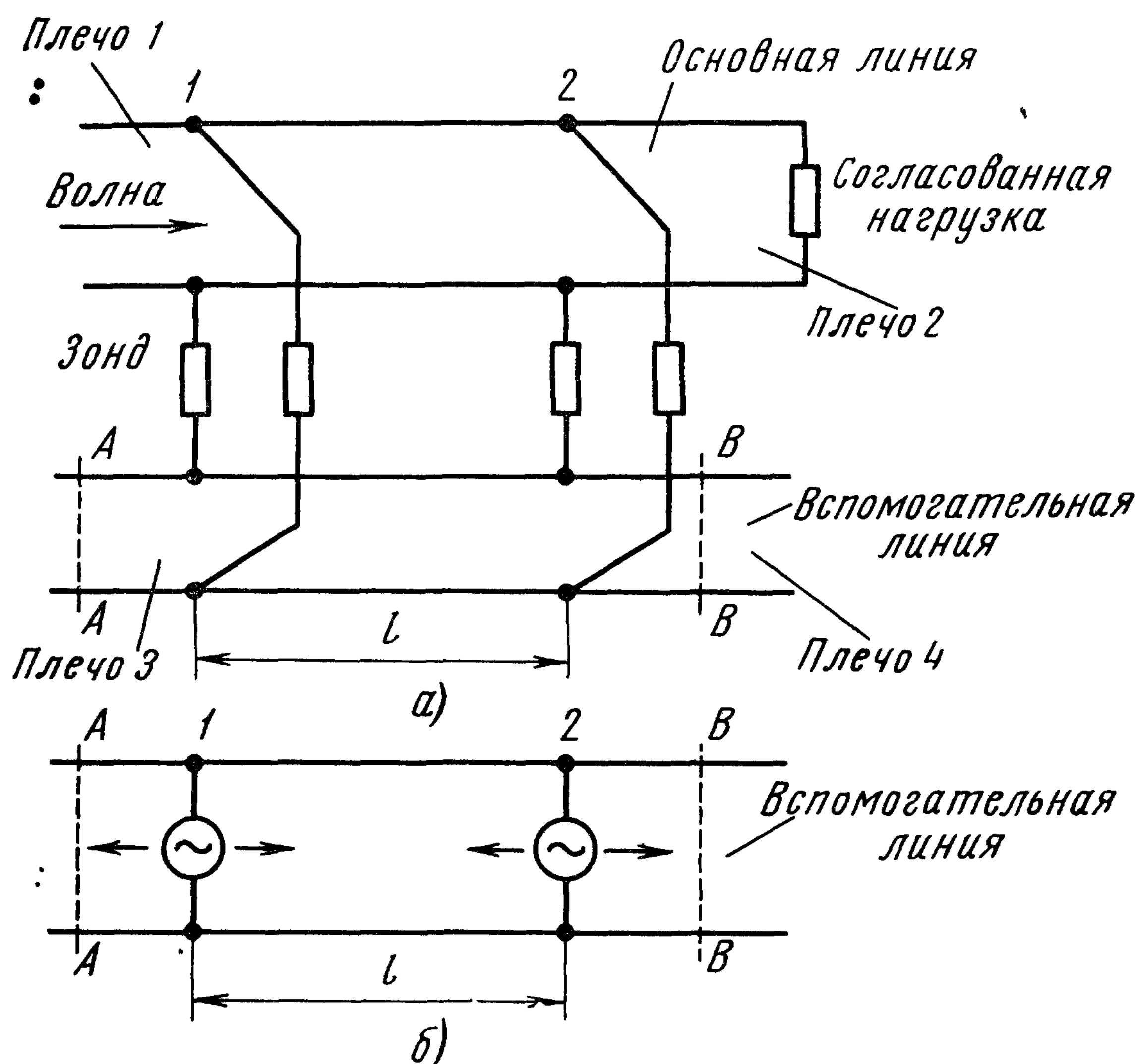


Рис. 8.37. Принцип действия направленного ответвителя с двумя зондами

зондом, пропорциональна квадрату амплитуды высокочастотного напряжения в данной точке, являющегося векторной суммой напряжений падающей и отраженной волн. Можно показать, однако, что два зонда, расположенные на определенном расстоянии друг от друга, обеспечивают эффект направленного ответвления.

Рассмотрим устройство, состоящее из отрезка основной передающей линии и отрезка вспомогательной линии, связанной с основной линией при помощи двух параллельно включенных зондов. Соответствующая эквивалентная схема показана на рис. 8.37, *а*. Роль реактивных элементов связи, изображенных на этом рисунке, играет емкость штыря или индуктивность петли (отверстия) связи. Положим, что оба зонда слабо связаны с основной линией, т. е. по отношению к вспомогательной линии они играют роль генераторов напряжения (рис. 8.37, *б*).

Пусть в основной линии имеется только волна, распространяющаяся слева направо от плеча *1* к плечу *2,* т. е. на конце основной линии включена идеальная согласованная нагрузка. Во вспомогательной линии каждый из зондов (генераторов) возбуждает две волны, распространяющиеся в обоих направлениях. Фаза колебаний в сечении зонда *1* (рис. 8.37, *б*) определяется фазой бегущей волны в основной линии и отличается от фазы колебаний в сечении зонда 2 на величину $\frac{2\pi l}{\lambda_в}$, где l — геометрическое расстояние между зондами и $\lambda_в$ — длина волны в основной и во вспомогательной линиях (линии для простоты полагаются идентичными). Амплитуды колебаний, возбуждаемых зондами во вспомогательной линии, одинаковы, если считать зонды идентичными и пренебречь уменьшением амплитуды волны в основной линии за счет ответвления на первый зонд.

В плоскость *AA*, находящуюся во вспомогательной линии левее первого генератора, приходят две когерентные волны. Фазовый сдвиг этих волн составляет $\Delta\varphi = 2\,\frac{2\pi l}{\lambda_в}$. Напротив, в плоскость *BB*, находящуюся справа от второго генератора, две волны приходят в одинаковой фазе, т. е. $\Delta\varphi=0$, поскольку опережение по фазе, имевшееся у первого генератора, компенсируется запаздыванием при движении волны на отрезке линии длиной l.

Если выбрать расстояние l равным $\frac{\lambda_в}{4}$, то в плоскости *AA* (плече *3*) волны будут иметь разность фаз, равную $\Delta\varphi=\pi$, т. е. произойдет полное уничтожение волн. По вспомогательной линии волны смогут распространяться только в направлении плеча *4* (см. рис. 8.37). Таким образом, в результате распространения по основной линии волны в направлении слева направо во вспомогательной линии возбуждается волна, распространяющаяся в том же направлении. Аналогичный результат можно получить, когда волна в основной линии распространяется справа налево. Ответвленная волна будет поступать лишь по направлению к сечению *AA*.

В общем случае, когда в основной линии присутствуют как падающая, так и отраженная волны, во вспомогательной линии в плоскость *AA* ответвляется сигнал, пропорциональный мощности отраженной волны. Мощность сигнала, приходящего в плоскость *BB*, пропорциональна мощности падающей волны в основной линии. Тем самым обеспечивается направленное ответвление, позволяющее раздельно регистрировать мощности падающей и отраженной волн. Идея подобного устройства была впервые сформулирована А. А. Пистолькорсом и М. С. Нейманом в 1940 г.

Принципиально в плоскостях *AA* и *BB* могут быть включены два согласованных индикатора, например, две детекторные головки. Однако ввиду трудности хорошего согласования детекторов

один из них обычно заменяют согласованной нагрузкой, как показано на рис. 8.38. При этом исключается попадание во второй индикатор мощности, отраженной от первого индикатора за счет недостаточного согласования его с линией.

Устройство, показанное на рис. 8.38, называется *направленным ответвителем с двумя элементами связи*. Если необходимо одновременно регистрировать как прямую, так и отраженную волны,

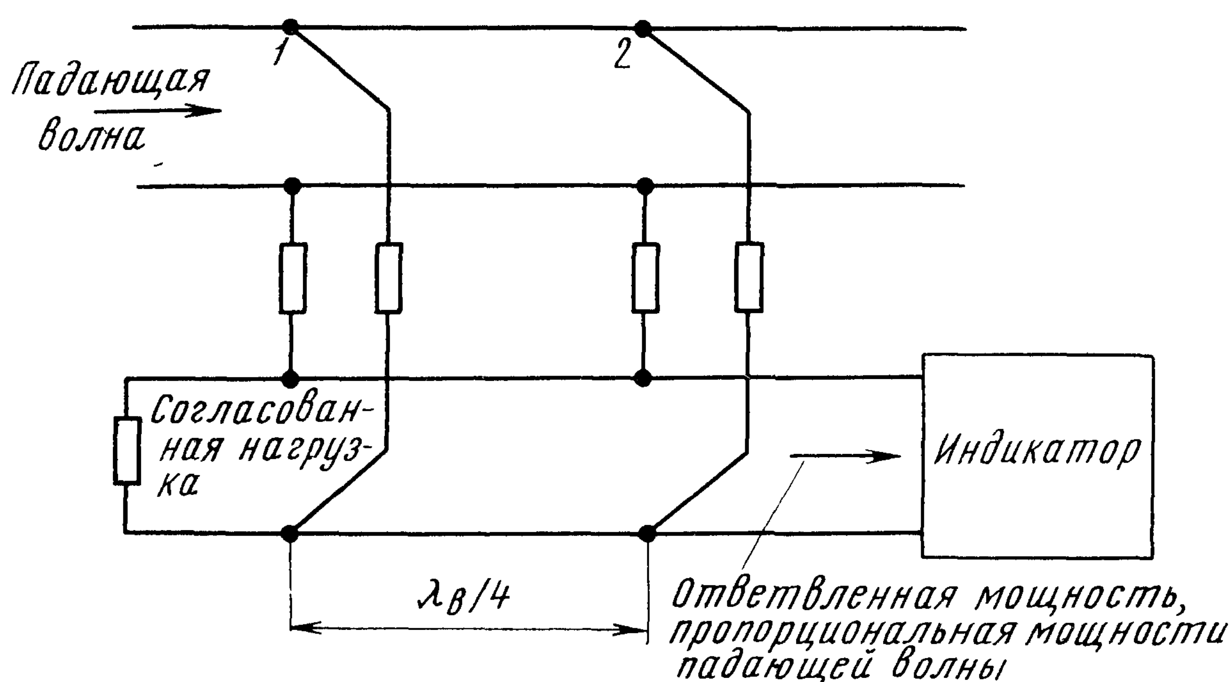


Рис. 8.38. Принципиальная схема направленного ответвителя с двумя элементами связи

то пользуются двумя направленными ответвителями описанного типа. Каждый ответвитель имеет во вспомогательной линии согласованную нагрузку и индикатор; ответвители включают в противоположных направлениях (см. § 8.9).

Идеальный направленный ответвитель не ответвляет в индикатор сигнала при распространении волны по основной линии в «обратном» направлении. Однако ввиду неточности изготовления ответвителя, отклонения длины волны от расчетной и наличия некоторого рассогласования нагрузки во вспомогательной линии наблюдается некоторое прохождение сигнала в «ненормальном» направлении.

Основными параметрами направленных ответвителей являются:

переходное ослабление, определяемое из соотношения

$$L_{\text{перех}} = 10 \lg \frac{P_{\text{прям}}}{P_{\text{отв. прям}}} \ \partial б, \tag{8.10}$$

где $P_{\text{прям}}$ — мощность волны распространяющейся по основному тракту в «прямом» направлении;

$P_{\text{отв. прям}}$ — мощность, ответвляемая от падающей волны в том же направлении (см. рис. 8.39,*а*);

направленность, которая характеризует отношение мощности $P_{\text{отв. прям}}$, ответвленной в «нормальном» направлении, к мощности $P_{\text{отв. обр}}$, ответвленной в «обратном» или «ненормальном» направлении:

$$L_{\text{направл}} = 10 \lg \frac{P_{\text{отв. прям}}}{P_{\text{отв. обр}}} \; \partial б. \tag{8.11}$$

Направление движения соответствующих волн показано на рис. 8.39, *а, б*. Величины мощностей $P_{\text{прям}}$ и $P_{\text{обр}}$ в основном тракте при этом предполагаются одинаковыми.

Переходное ослабление и направленность можно определить, если включить направленный ответвитель в тракт, на конце которого имеется очень хорошо согласованный измеритель мощности. Во вспомогательной линии направленного ответвителя также должен быть включен измеритель мощности. Тогда, переворачивая направленный ответвитель при неизменном режиме работы генератора, можно измерить две ответвляемые мощности $P_{\text{отв. прям}}$ и $P_{\text{отв. обр}}$, а также мощность в основном тракте $P_{\text{прям}} = P_{\text{обр}}$. Величины $L_{\text{перех}}$ и $L_{\text{направл}}$ рассчитываются по уравнениям (8.10) и (8.11).

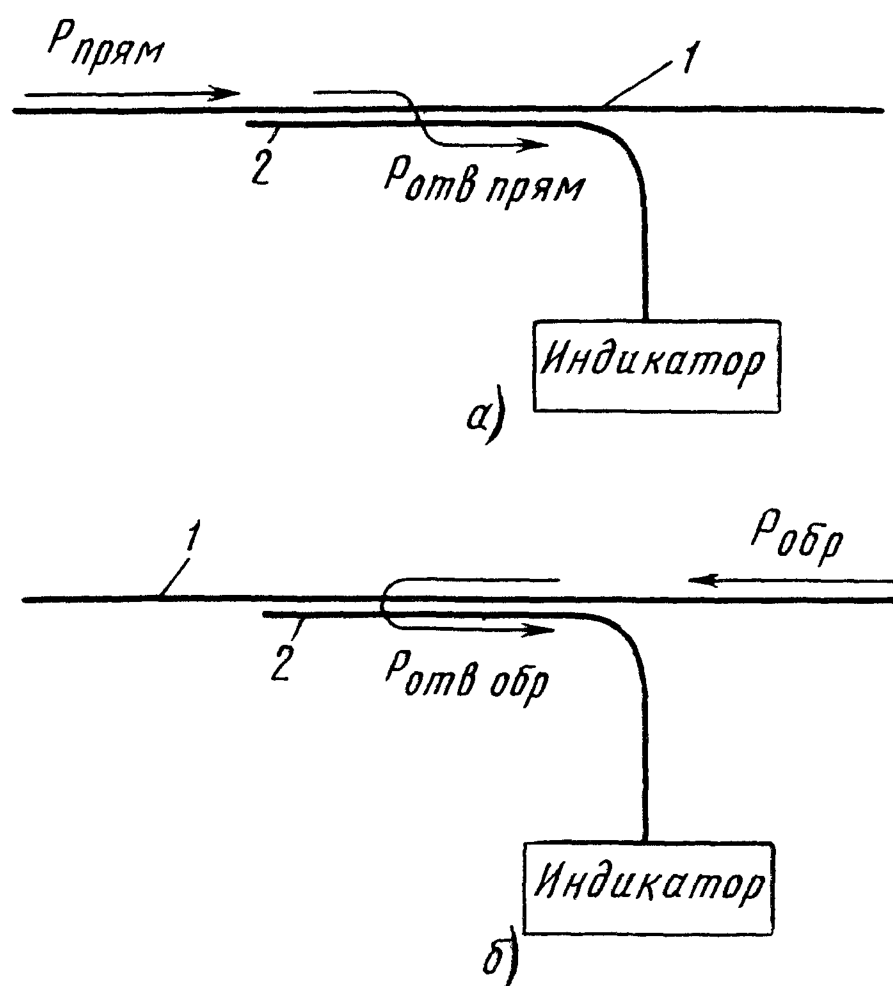


Рис. 8.39. К определению переходного ослабления и направленности направленного ответвителя

1 — основная линия; *2* — вспомогательная линия

Направленность идеального направленного ответвителя равна бесконечности. Чем больше направленность реального ответвителя, тем выше его качество. Существенно также, чтобы ответвитель обладал широкополосными свойствами, т. е. чтобы направленность возможно меньше зависела от рабочей частоты. Что касается переходного ослабления, то выбор его величины определяется назначением ответвителя. Принципиально можно обеспечить любую величину переходного ослабления от очень малых значений вплоть до бесконечно больших. Примеры реальных параметров направленных ответвителей приводятся ниже.

Рассмотрим устройство волноводных направленных ответвителей. В качестве элементов связи, как правило, применяются отверстия в стенках волновода. В зависимости от расположения отверстия при волне типа H_{10} в прямоугольном волноводе связь может быть либо чисто магнитной, либо смешанной — электрической и магнитной (рис. 8.40).

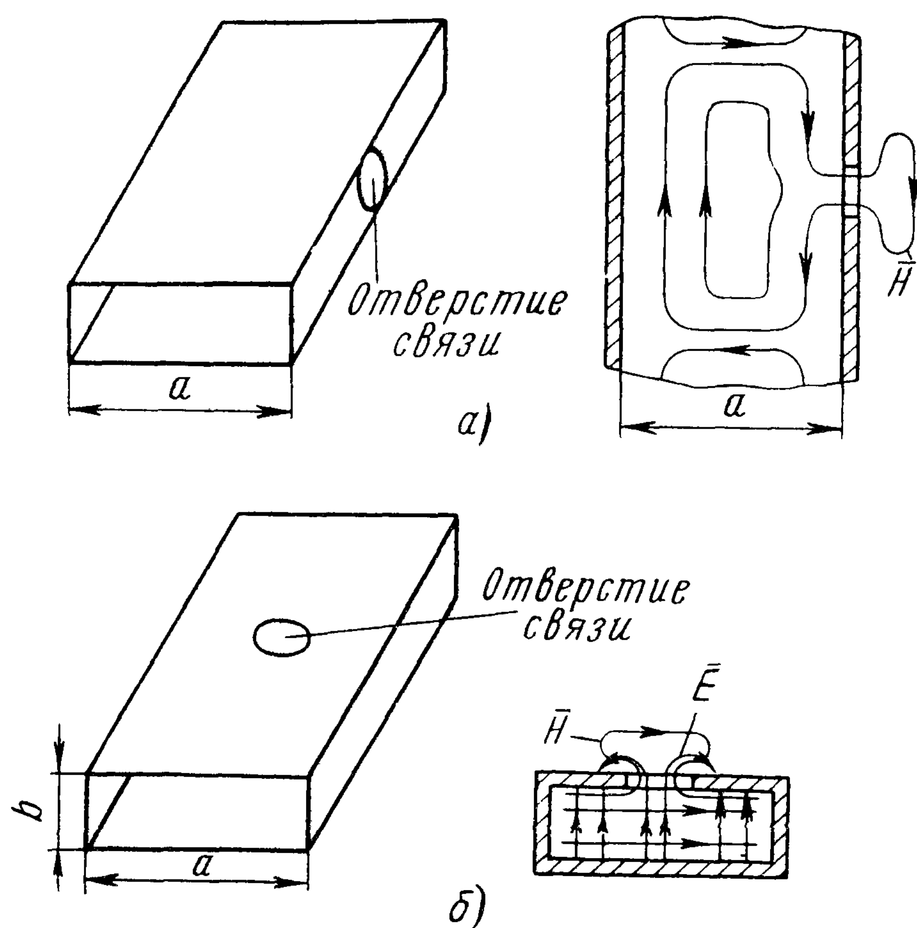


Рис. 8.40. Характер электрического и магнитного полей вблизи отверстия в стенке прямоугольного волновода при волне типа H_{10}

а — чисто магнитная связь (отверстие в узкой стенке); *б* — смешанная связь (отверстие в широкой стенке волновода)

Ориентация вспомогательного волновода относительно основного производится в соответствии с принципами, изложенными в § 5.1 при рассмотрении возбуждения волноводов. Отверстия связи можно рассматривать как возбуждающие зонды. Если связь осуществляется сразу по электрическому и по магнитному полю, одно отверстие эквивалентно двум зондам — штырю и петле.

Устройство простейшего «двухдырочного» волноводного ответвителя (ответвителя с двумя магнитными элементами связи) показано на рис. 8.41. Отверстия расположены в общей узкой стенке волноводов на расстоянии $\frac{\lambda_в}{4}$. Вспомогательный волновод на одном конце имеет ножевидную согласованную нагрузку низкого уровня мощности. Второй конец снабжен фланцем и предназначен для соединения с индикатором, например, детекторной или термисторной головкой.

Величина переходного ослабления двухдырочного ответвителя пропорциональна шестой степени диаметра отверстий связи. Обычно переходное ослабление выбирают порядка 20—30 *дб*. Очень малые ослабления (менее 10 *дб*) в двухдырочных ответвителях, как правило, не применяют. В сторону увеличения переходного ослабления, как указывалось выше, ограничений не существует.

Направленность двухдырочного ответвителя не удается сделать более 20—25 *дб*. Величина направленности быстро уменьшается при отклонении от расчетной длины волны. Это объясняется тем, что в основе действия данного ответвителя лежит интер-

ференция волн от двух дискретных элементов связи. Расстояние между ними имеет жесткую связь с длиной волны. Малая направленность и узкополосность являются недостатками двухдырочного ответвителя.

Более широкое применение находят другие системы направленных ответвителей, в том числе однодырочные и многодырочные ответвители, а также ответвители щелевого типа.

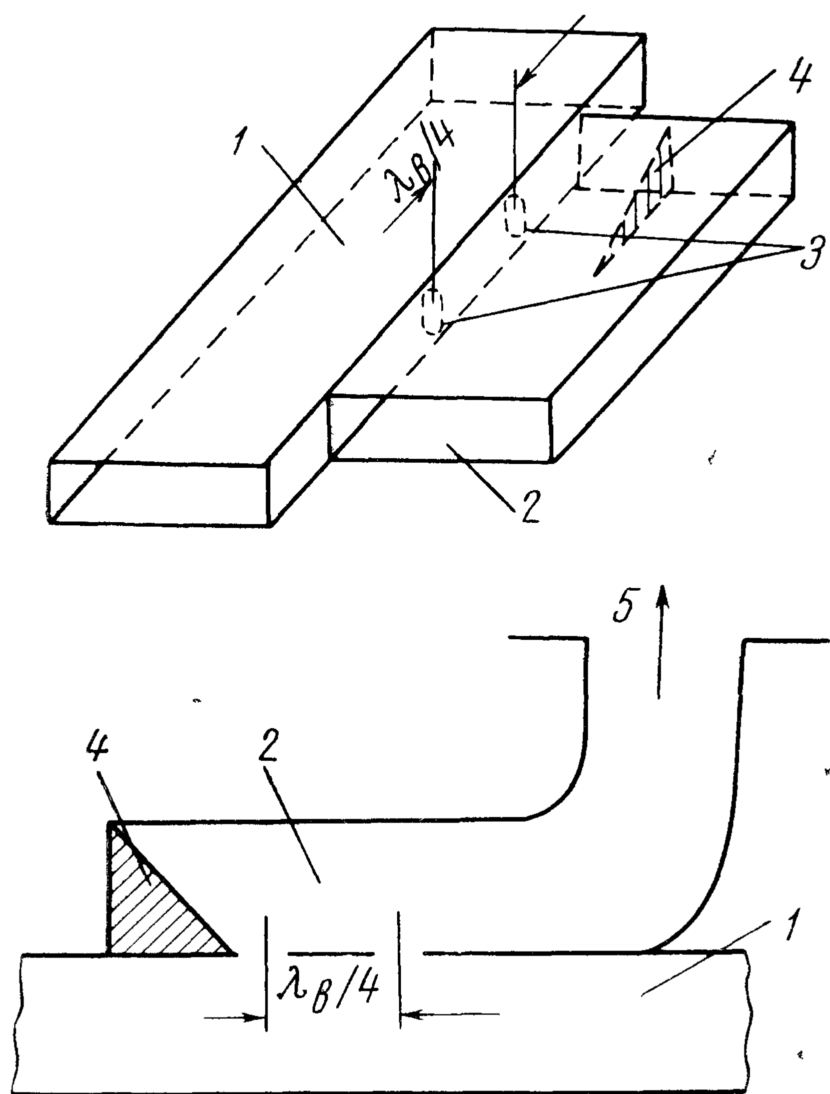


Рис. 8.41. Схема устройства двухдырочного направленного ответвителя

1 — основной волновод; 2 — вспомогательный волновод; 3 — отверстия связи, 4 — согласованная нагрузка, 5 — выход к индикатору

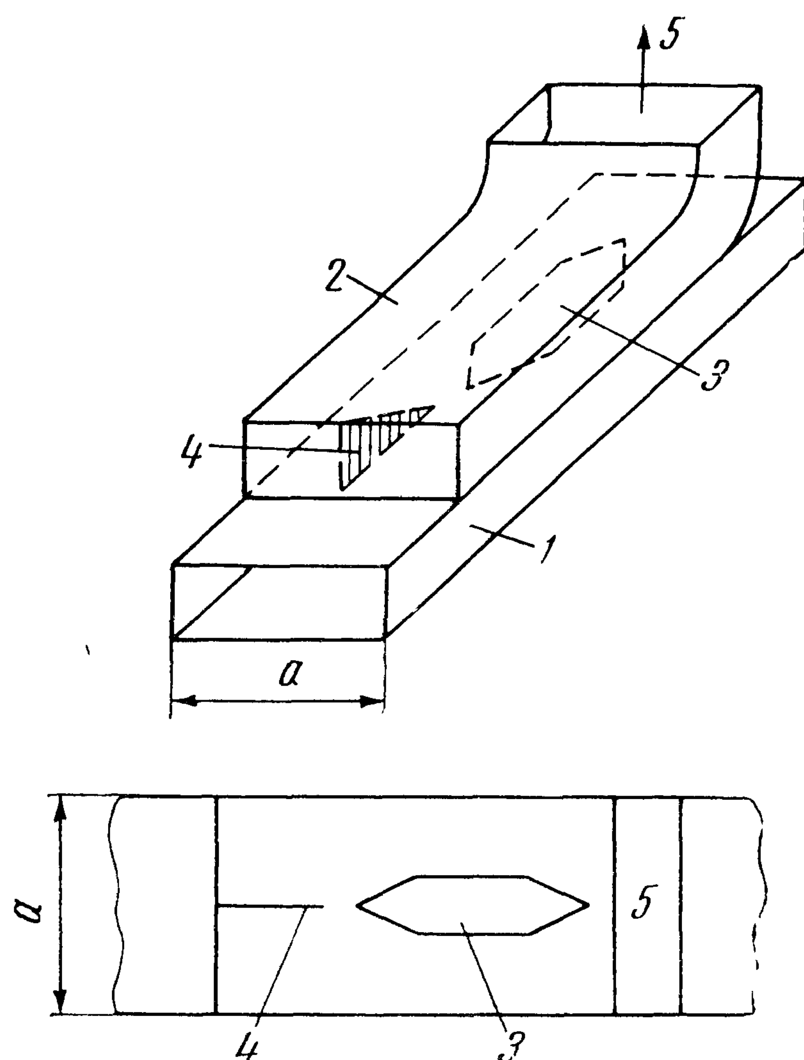


Рис. 8.42. Схема устройства волноводного направленного ответвителя с длинной щелью

1 — основной волновод; 2 — вспомогательный волновод; 3 — щель связи; 4 — согласованная нагрузка; 5 — выход к индикатору

Многодырочный ответвитель при связи волноводов через узкую стенку можно рассматривать как комбинацию нескольких двухдырочных ответвителей. Такой ответвитель может работать в значительно более широкой полосе частот, чем простой двухдырочный ответвитель. Заметим попутно, что расстояние между отверстиями связи не обязательно должно быть равно четверти длины волны в волноводе. Можно показать, однако, что четвертьволновые расстояния обеспечивают наибольшую широкополосность многодырочных направленных ответвителей.

Устройство направленного ответвителя с длинной щелью схематически показано на рис. 8.42. Элементом связи служит щель, прорезанная в середине общей широкой стенки основного и вспо-

могательного волноводов. Длина щели равна приблизительно целому числу полуволн в данном волноводе; концы щели заострены для устранения отражений. Переходное ослабление в случае слабой связи пропорционально квадрату длины щели и шестой степени ее ширины.

Ценными свойствами ответвителя с длинной щелью являются широкополосность и сравнительно высокая направленность — порядка 30—35 *дб* и более. Недостатком ответвителя являются его большие габариты. Внешний вид одного из направленных ответвителей с длинной щелью показан на рис. 8.43. Оба конца вспомогательного волновода в данном случае снабжены фланцами для подключения согласованной нагрузки или детекторной (термисторной) головки.

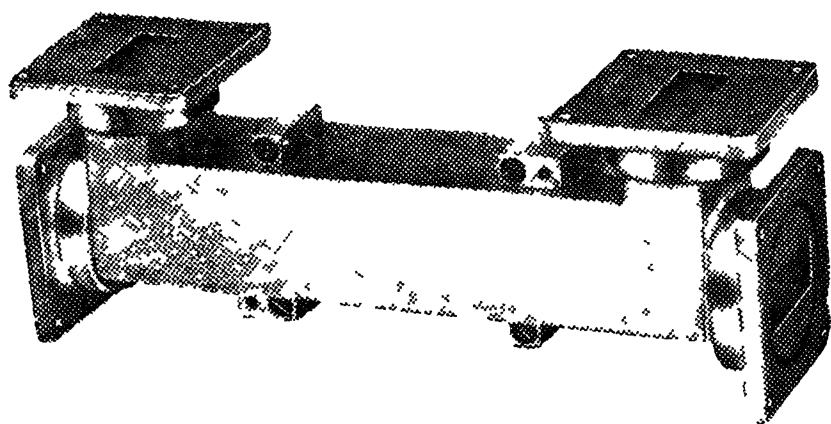


Рис. 8.43. Внешний вид направленного ответвителя 3-*см* диапазона

Некоторый интерес представляет крестообразный направленный ответвитель, в котором связь осуществляется через одно или (для увеличения степени связи) через два крестовидных или круглых отверстия в общей широкой стенке волновода (рис. 8.44). Основное достоинство подобных ответвителей — малые габариты и конструктивная простота.

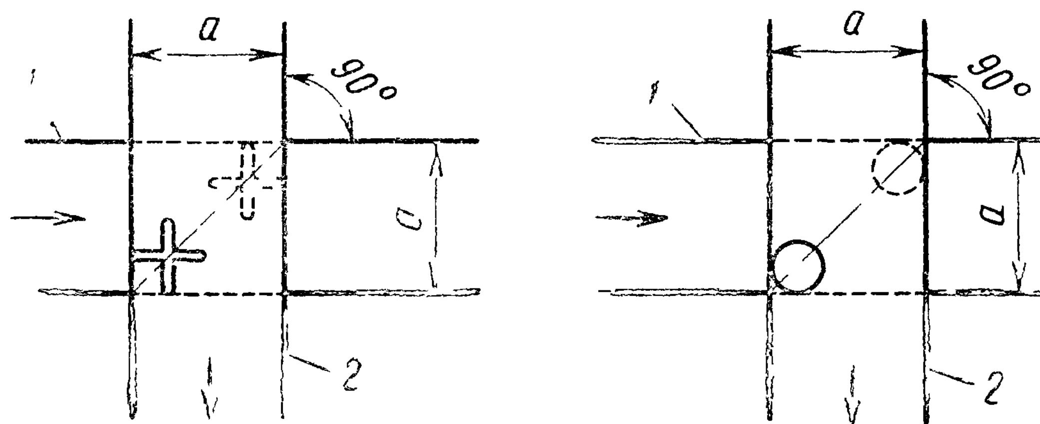


Рис. 8.44. Направленные ответвители с одним или двумя отверстиями связи в широкой стенке волновода. Стрелками показано ответвление волны

1 — основной волновод; *2* — вспомогательный волновод

Направленные ответвители с успехом выполняются не только на основе волноводов, но и в коаксиальных линиях, полосковых системах и в других типах передающих линий во всем диапазоне сверхвысоких частот. Рабочая полоса частот коаксиальных и полосковых ответвителей может составлять одну октаву при направ-

ленности не менее 25 *дб* и при отклонении переходного ослабления от номинала не более чем на ±0,3—0,5 *дб*.

При достаточно сильной связи многие типы направленных ответвителей могут обеспечить полный переход энергии из основного во вспомогательный волновод. Подобные устройства, для которых переходное ослабление близко к нулю, принято называть *ответвителями с полной связью*. Аналогичным образом можно создать ответвители с переходным ослаблением в 3 *дб*, обеспечивающие деление мощности поровну между двумя выходными плечами. Двойной волноводный тройник с этой точки зрения может быть также отнесен к категории направленных ответвителей с переходным ослаблением между плечами *1* и *4* или *1* и *3*, равным 3 *дб* (см. § 6.8).

§ 8.9. ПРИМЕНЕНИЕ НАПРАВЛЕННЫХ ОТВЕТВИТЕЛЕЙ

Направленные ответвители широко применяются в измерительной технике, а также для контроля работы аппаратуры сверхвысоких частот. Рассмотрим наиболее характерные примеры использования направленных ответвителей.

а. Измерение проходящей мощности

На рис. 8.45,*а* показана блок-схема измерения мощности, поступающей в нагрузку, с помощью направленного ответвителя. Непосредственно измеряемая ответвляемая мощность пропорциональна мощности падающей волны. Для измерения этой мощности можно воспользоваться термисторным мостом. Тем самым

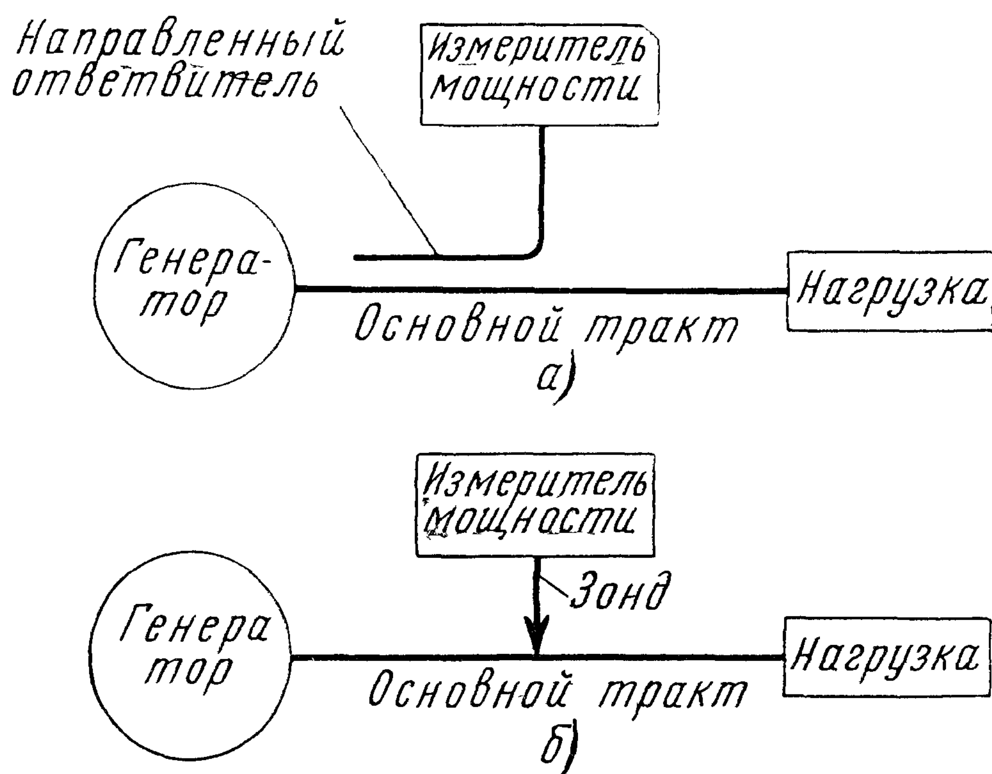


Рис. 8.45. Сравнение методов измерения проходящей мощности с помощью направленного ответвителя и одиночного зонда

измерение большой мощности удается заменить измерением малой мощности. Для нахождения абсолютной величины мощности волны, бегущей в основном тракте, достаточно знать переходное ослабление направленного ответвителя.

В связи с измерением мощности с помощью направленного ответвителя уместно провести сравнение с измерением ее при помощи одиночного зонда, ответвляющего часть мощности из основного тракта. Соответствующая блок-схема приведена на рис. 8.45, *б*. При идеально согласованной нагрузке, включенной на конце основного тракта оба метода равноценны, если известно переходное ослабление как направленного ответвителя, так и зонда. В случае некоторого рассогласования нагрузки положение меняется.

Мощность, ответвляемая одиночным шунтирующим зондом, пропорциональна квадрату напряжения $|\dot{U}|$ в рассматриваемом сечении линии:

$$P_{\text{отв}} = k\,|\,\dot{U}\,|^2,$$

где k — константа, учитывающая переходное ослабление зонда.

Принимая во внимание зависимость амплитуды $\dot{U}$ от координаты z, определяемую выражением (7.5), и используя уравнение (7.36) для мощности P, поступающей в рассогласованную нагрузку, нетрудно получить:

$$P_{\text{отв}} = k_1 P \frac{|\,1 + \Gamma e^{-j2\beta z}\,|^2}{1 - |\,\Gamma\,|^2}, \tag{8.12}$$

где Γ — коэффициент отражения от нагрузки и $k_1 = 2k\ Z_c$.

С другой стороны, мощность, ответвляемая из тракта направленным ответвителем, пропорциональна мощности падающей волны:

$$P_{\text{отв}} = k_2 P_{\text{пад}}.$$

Константа k_2 определяется переходным ослаблением ответвителя. Поскольку мощность, поступающая в нагрузку, в общем случае равна $P = P_{\text{пад}}\,(1 - |\Gamma|^2)$, для направленного ответвителя получаем

$$P_{\text{отв}} = k_2 P \frac{1}{1 - |\,\Gamma\,|^2}. \tag{8.13}$$

Уравнения (8.12) и (8.13) позволяют вычислить погрешность измерения мощности по двум рассмотренным методам, обусловленную конечной величиной отражения от нагрузки. Положим для примера, что КСВ в основном тракте равен 1,5, т. е. $|\Gamma| = 0{,}2$. В случае направленного ответвителя измеряемая мощность оказывается равной $P_{\text{отв}} = k_2 1{,}043P$, т. е. погрешность составляет $+4{,}3\%$. Заметим, что показания идеального направленного ответвителя не зависят от фазы стоячей волны. Неподвижный же зонд, в зависимости от фазы стоячей волны, может ответвлять различную мощность; максимальное и минимальное значения мощности соответственно равны: $P_{\text{отв}\cdot\text{макс}} = k_1 \cdot 1{,}50P$; $P_{\text{отв}\cdot\text{мин}} = k_1\ 0{,}67P$. Таким образом, погрешность измерений мощности одиночным зондом в рассматриваемых условиях может колебаться от -33% до $+50\%$. Отсюда ясно выявляются преимущества направленного ответвителя, дающего возможность измерять мощность в нагрузке с малой погрешностью при умеренных значениях КСВ в основном тракте.

Термисторный мост в сочетании с направленным ответвителем оказывается в ряде случаев более удобным абсолютным измери-

телем мощности, чем калориметрический измеритель, описанный в § 8.3.

Помимо прямого измерения мощности, направленные ответвители могут использоваться в качестве элемента связи при наблюдении формы огибающей высокочастотного импульса. В этом случае на выходе направленного ответвителя включается детекторная головка, соединенная с осциллографом. Таким же образом с трактом могут быть связаны волномер и анализатор спектра частот, находящие широкое применение в технике сверхвысоких частот.

б. Двойной направленный ответвитель в качестве измерителя КСВ (рефлектометр)

Блок-схема рефлектометра, предназначенного для непосредственного измерения КСВ без помощи измерительной линии, показана на рис. 8.46. В основной высокочастотный тракт в про-

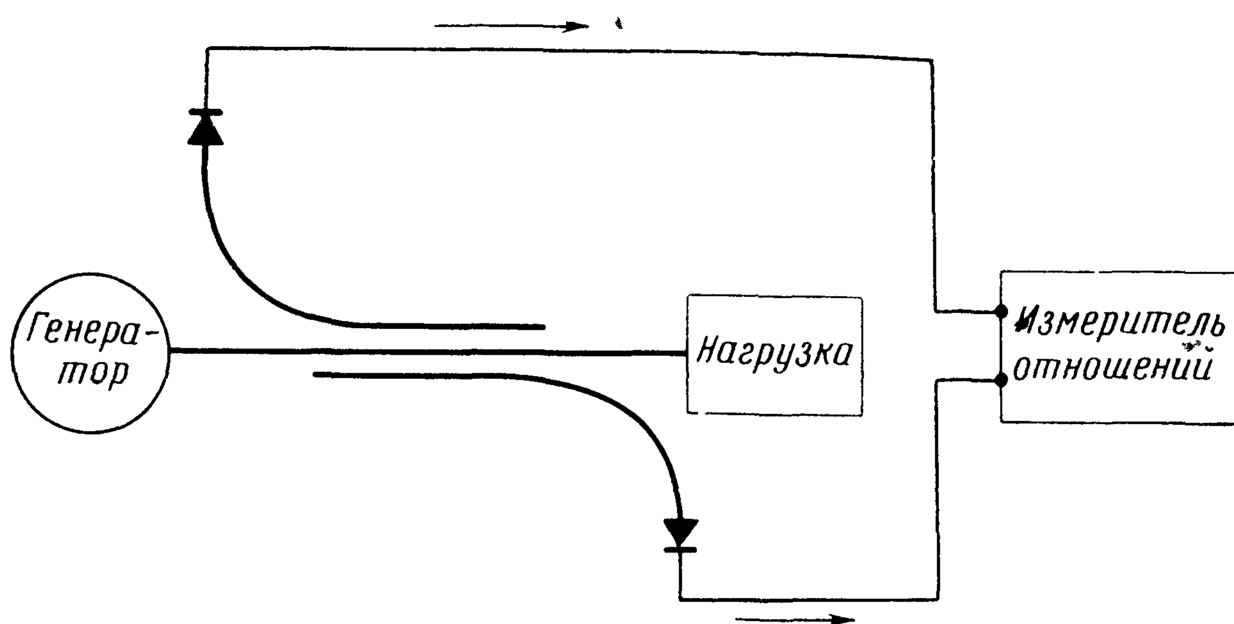


Рис. 8.46. Блок-схема рефлектометра для непосредственного измерения модуля коэффициента отражения и КСВ

тивоположных направлениях включены два направленных ответвителя. Мощность, ответвляемая каждым ответвителем, пропорциональна соответственно мощности падающей и отраженной волн. Сравнение этих мощностей производится при помощи кристаллических детекторов.

Выпрямленные сигналы, снимаемые с кристаллических детекторов, подаются на вход низкочастотной электронной схемы, которая дает на своем выходе сигнал, пропорциональный отношению входных напряжений. Стрелочный прибор или самописец, имеющийся в рефлектометре, калибруется непосредственно в единицах КСВ. Существуют и другие конструкции рефлектометров, например, устройство, в котором отсчет КСВ производится по величине

тока детектора, регистрирующего отраженную волну при неизменной величине мощности падающей волны.

Рефлектометры находят все более широкое применение в измерениях как при низких уровнях мощности, так и на высоких мощностях, когда использование обычных измерительных линий затруднено. Диапазон измерения КСВ с помощью рефлектометра лежит большей частью в пределах от 1,02—1,05 до 10. Измерение малых значений КСВ ограничивается конечной направленностью ответвителя, измеряющего отраженную волну. Хорошие рефлектометры имеют направленность, превышающую 40 *дб*.

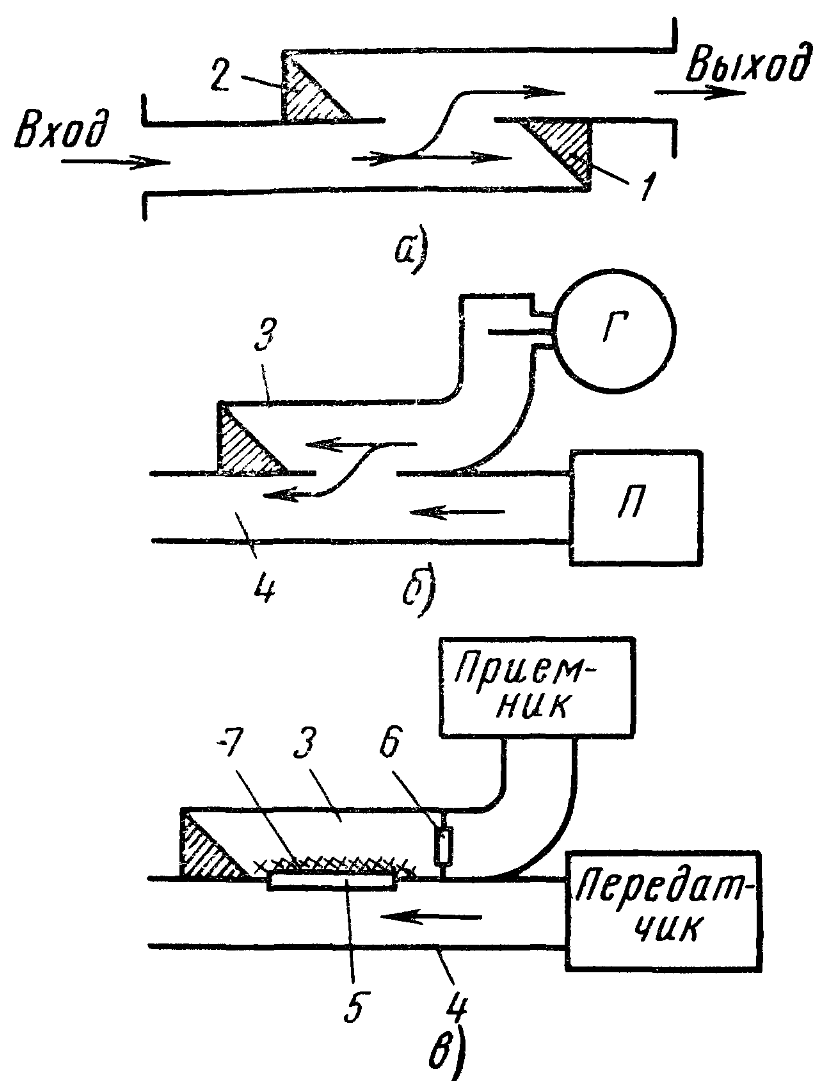


Рис. 8.47. Фиксированный развязывающий ослабитель (*а*), направленный излучатель (*б*) и газоразрядный антенный переключатель с полной связью (*в*) на базе волноводного направленного ответвителя

С помощью рефлектометров можно производить быстрые и достаточно точные измерения КСВ не только на фиксированной частоте, но и в диапазоне шириной 10—20% от средней частоты и более. Особенно хорошие результаты дает сочетание рефлектометра с маломощным измерительным генератором качающейся частоты, использующим, например, лампу обратной волны типа О. С помощью подобного генератора обеспечивается автоматическое измерение и панорамная запись диапазонных характеристик КСВ$=f(\lambda)$ для самых разнообразных элементов техники СВЧ.

в. Направленный ответвитель в качестве фиксированного ослабителя и направленного возбудителя

Устройство фиксированного поглощающего ослабителя, использующего направленный ответвитель, схематически показано на рис. 8.47,*а*. Согласованная нагрузка *1*, включенная на конце основного тракта после направленного ответвителя, обеспечивает постоянное согласование ослабителя со стороны входа. Согласование со стороны выхода обеспечивается нагрузкой *2*, имеющейся в боковом канале ответвителя. Подобные устройства выполняют-

ся на ослабления порядка 10—30 *дб* и применяются в качестве широкополосных взаимных развязывающих элементов средней и большой мощности.

В некоторых случаях, например, при испытаниях радиолокационной аппаратуры, с целью имитации отраженных сигналов оказывается необходимым возбуждать в основном волноводном тракте волну, распространяющуюся только в одном (заданном) направлении. Аналогичная задача возникает при измерении времени восстановления газоразрядных антенных переключателей, рассматривавшихся в § 6.5,*б* и 6.7. С этой целью может быть с успехом использован направленный ответвитель, как показано на рис. 8.47, *б*. Во вспомогательном канале *3* направленного ответвителя включается маломощный зондирующий генератор *Г*, например, отражательный клистрон. По основному тракту *4* передаются импульсы мощного передатчика П — магнетрона или многорезонаторного клистрона. Прохождение сигнала магнетрона в цепь отражательного клистрона (или наоборот) при этом практически отсутствует.

г. *Прочие применения направленных ответвителей*

Помимо перечисленных случаев, направленные ответвители часто применяются при контроле настройки элементов высокочастотного тракта на минимум или на максимум отраженного сигнала. Важную роль играет применение направленных ответвителей при измерениях параметров полых резонаторов (см. ниже), а также при «холодных» измерениях со многими типами электровакуумных приборов СВЧ.

Наконец, направленные ответвители могут и непосредственно использоваться в конструкциях электровакуумных приборов СВЧ. Так, например, направленный ответвитель с полной связью применяется в качестве широкополосного газоразрядного переключателя, как показано на рис. 8.47,*в*. Длинное стеклянное окно *5*, закрывающее щель связи между основным волноводом *4* и боковым волноводом *3*, служит СВЧ разрядным промежутком в режиме передачи. Собственно разрядником является боковой волновод *3*, на выходе которого находится обычное резонансное окно *6*. Область СВЧ разряда в режиме передачи обозначена цифрой *7*.

Вместо одного окна, изображенного на рис. 8.47,*в*, можно использовать несколько вставных разрядных трубок, перекрывающих щель связи и обеспечивающих переключение при зажигании СВЧ разряда.

§ 8.10. ВОЛНОВОДНЫЕ МОСТЫ

Исторически первым волноводным мостом явился двойной волноводный тройник, рассмотренный в § 6.8. Двойные тройники продолжают с успехом использоваться до настоящего времени, в особенности в измерительной технике сверхвысоких частот.

Простой двойной тройник имеет существенный недостаток, заключающийся в том, что его входное сопротивление со стороны любого плеча не равно эквивалентному сопротивлению линии

даже в случае, когда во всех остальных плечах тройника включены согласованные нагрузки. Поэтому волноводные мосты, применяемые при точных измерениях, содержат устройства, которые обеспечивают согласование тройника со стороны любого плеча. В качестве согласующих устройств используются диафрагмы или штыри, располагаемые в области разветвления, а также ступенчатые волноводные четвертьволновые трансформаторы. Развязка противоположных плеч в реальных конструкциях согласованных двойных тройников может составлять 35—50 *дб* при КСВ не более 1,2 в полосе частот порядка 10% от средней частоты.

Недостатком простых и в особенности согласованных двойных тройников является пониженная электрическая прочность. Применять такие тройники при больших мощностях обычно не удается.

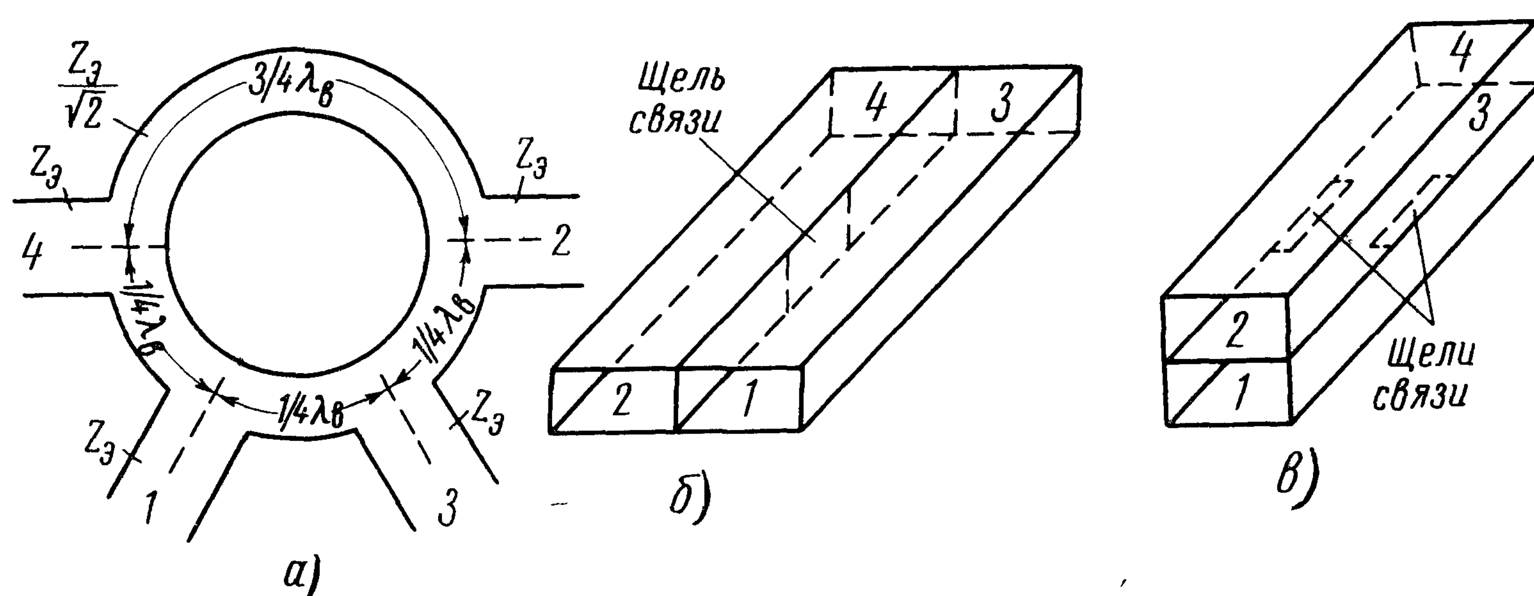


Рис. 8.48. Волноводные мостовые соединения

а — кольцевой мост; *б* — щелевой мост со связью через узкую стенку волновода; *в* — щелевой мост со связью через широкую стенку волновода

Другие типы волноводных мостов, обладающие свойствами, сходными со свойствами двойных тройников, показаны схематически на рис. 8.48. Нумерация плеч мостов соответствует по смыслу нумерации, указанной для двойного тройника на рис. 6.34.

Волноводный мост, изображенный на рис. 8.48,*а*, имеет свернутый в кольцо прямоугольный волновод, длина которого вдоль оси составляет $\frac{3}{2}\lambda_{в}$. К этому волноводу в плоскости E включены четыре боковых ответвления. Расстояния между ответвлениями подобраны с учетом свойств E-тройников таким образом, чтобы энергия, поступающая со стороны любого плеча, делилась поровну между двумя соседними плечами и не поступала в противоположное плечо.

Рассмотрим для примера случай, когда генератор включен в кольцевой мост со стороны плеча *1*. Две волны, приходящие по кольцу в плечо *2*, имеют сдвиг фаз на π и, следовательно, ответвления энергии в это плечо не происходит. При этом в плоскости

симметрии плеча *2* имеется минимум стоячей волны тока. Следовательно, в плоскости симметрии плеч *3* и *4* существует максимум высокочастотного тока. Энергия делится между указанными плечами. Нетрудно показать, что для согласования кольцевого моста со стороны любого из плеч достаточно выбрать эквивалентное сопротивление кольцевого волновода в $\sqrt{2}$ раз меньше эквивалентного сопротивления $Z_э$ боковых волноводов (см. рис. 8.48,*а*).

Недостатками кольцевого моста являются неудобство компоновки балансных схем и большие габариты соответствующих устройств. Значительно более удобными с этой точки зрения являются волноводные мосты со щелевыми связями, изображенные на рис. 8.48,*б*, *в*. Эти мосты имеют большое сходство со щелевыми направленными ответвителями, описанными в § 8.8. По существу, не только двойной тройник, но и каждый волноводный мост является направленным ответвителем с переходным ослаблением, равным в точности 3 *дб*. В случае мостов, изображенных на рис. 8.48,*б*,*в*, требуемое переходное ослабление обеспечивается соответствующим подбором размеров щелей связи.

Важной особенностью щелевых мостов является тот факт, что волны, прошедшие из плеча *1* в плечи *3* и *4*, имеют постоянную разность фаз, равную $\frac{\pi}{2}$. Для подтверждения этого можно использовать метод синфазных и противофазных волн, описанный в простейшем виде в § 6.6 и 6.8.

Рассмотрим для примера мост с короткой щелью в общей узкой стенке волновода (рис. 8.48,*б*). Будем исходить из того, что по каждому волноводу на рабочей частоте может распространяться только низшая волна типа H_{10}. Тогда при противофазном возбуждении из плеч *1* и *2*, показанном на рис. 8.49,*а*,*б*, наличие или отсутствие стенки на участке щели длиной l не может влиять на передачу энергии в плечи *3* и *4*.

Фазовый угол φ_1, на который отстают волны E'_3 и E'_4 в плечах *3* и *4* от соответствующих противофазных волн E'_1 и E'_2 в плечах *1*, *2*, равен $\varphi_1=\beta_1 l$. Через β_1 обозначена фазовая постоянная волна типа H_{10} в исходном волноводе или, что то же, волны типа H_{20} в волноводе шириной $2a$, имеющемся на участке щели. Соответствующее построение приведено на векторной диаграмме на рис. 8.50,*а*.

В случае синфазного возбуждения моста из плеч *1* и *2* (рис. 8.49, *в*) поле в области, где отсутствует общая узкая стенка, резко отличается от предыдущего режима. В первом приближении такое поле может быть описано волной типа H_{10} в волноводе шириной $2a$. Фазовая скорость этой волны меньше, чем у волны типа H_{20} в том же волноводе; фазовая постоянная β_2 возрастает. В результате фазовый сдвиг φ_2 волн E''_3 и E''_4 в плечах 3 и 4, равный $\varphi_2=\beta_2 l$, оказывается больше угла φ_1 (см. рис. 8.50, *б*).

Совместим векторные диаграммы, соответствующие синфазному и противофазному возбуждениям. В случае равенства модулей амплитуд E'_1, E'_2, E''_1 и E''_2 суммарное электрическое поле в плече *2* оказывается равным нулю при амплитудах E_1, E_3 и E_4, в общем случае не равных нулю. Таким образом, подтверждено существование развязки плеч *1* и *2*. Что касается соотношения амплитуд и мощностей в плечах *3* и *4*, то оно оказывается зависящим от разности фаз, равной $\Delta\varphi=(\beta_2-\beta_1)l$. В частности

при $\Delta\varphi=\pi$ энергия не ответвляется в плечо *3* (случай полной связи между плечами *1* и *4*). При увеличении $\Delta\varphi$ до 2π вся энергия из плеча *1* переходит в плечо *3* и т. д. Таким образом, при большой длине щели l по мере движения волны в принципе могут наблюдаться *пространственные биения*, сопровождаемые полным переходом энергии из одного волновода в другой.

Для работы моста требуется деление мощности из плеча *1* поровну между плечами *3* и *4*. Это условие может быть удовлетворено только при разности фаз $\Delta\varphi$, равной $\frac{\pi}{2}$ (см. рис. 8.50,*в*). Заметим, что поле в плече *3*, являющемся продолжением плеча *1*, *опережает* на угол $\frac{\pi}{2}$ поле в плече *4*.

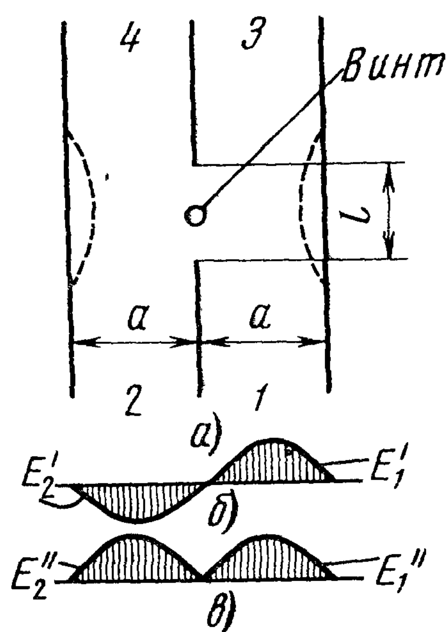


Рис. 8.49. К рассмотрению свойств волноводного моста со щелью в общей узкой стенке волноводов

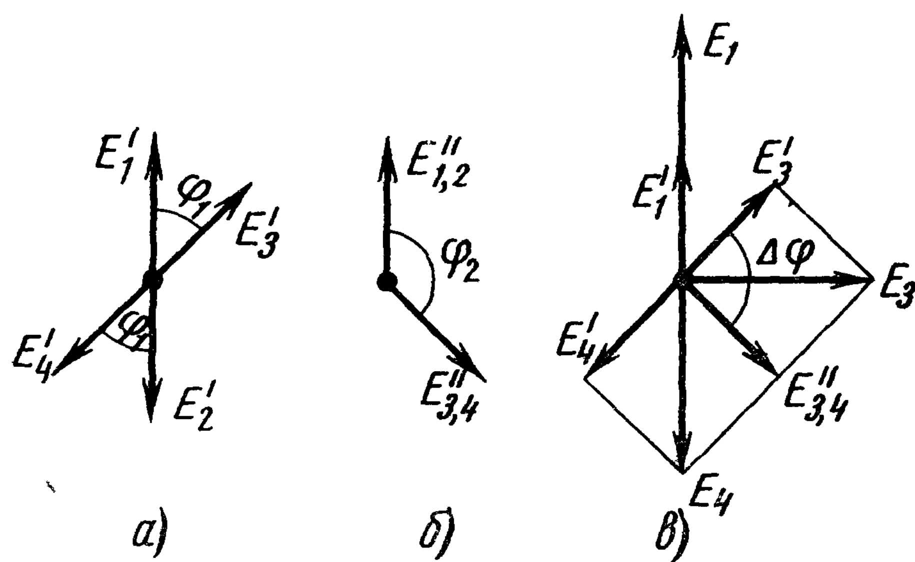


Рис. 8.50. Векторные диаграммы полей для схемы, изображенной на рис. 8.49

а — случай противофазного возбуждения моста из плеч *1* и *2*; *б* — случай синфазного возбуждения; *в* — одновременное возбуждение синфазной и противофазной волнами равных амплитуд

Можно показать, что похожими свойствами обладает мостовое соединение, изображенное на рис. 8.48, *в*, но поле в плече *4* опережает поле в плече *3* на угол $\frac{\pi}{2}$.

Метод синфазных и противофазных волн может быть применен не только для анализа мостовых соединений, но и в общем случае направленных ответвителей с распределенной связью (см., например, направленный ответвитель с длинной щелью, кратко описанный в § 8.8).

Практически используемые щелевые мосты имеют в области щели связи дополнительное устройство — регулировочный винт. Далее, для предотвращения возбуждения волны типа H_{30} на участке, где отсутствует общая узкая стенка волновода, обычно используют сужение, показанное пунктиром на рис. 8.49,*а*. Щелевые мосты могут выдерживать высокую импульсную мощность* и обеспечивают развязку противоположных плеч

---

* Так, мост со щелью в узкой стенке может обеспечивать электрическую прочность, доходящую до 70% от электрической прочности соответствующего стандартного волновода; для моста, изображенного на рис. 8.48, *в*, эта цифра несколько ниже и приближается к 40%.

более 20 *дб* при КСВ менее 1,1—1,2 в полосе частот до 20% от средней частоты.

Наиболее широкое применение находит мост со связью по узкой стенке волновода (рис. 8.48, *б*). На базе этого моста конструируются разнообразные волноводные устройства. Для примера на рис. 8.51 показана принципиальная схема *балансного антенного переключателя,* использующего два одинаковых широкополосных разрядника защиты приемника.

В режиме передачи, когда со стороны плеча I моста M_1 подается мощный сигнал от передатчика, оба разрядника P_1 и P_2 закорочены СВЧ разрядом и играют роль поршней, расположенных на одинаковом расстоянии от моста. Поскольку деление мощности между плечами моста сопровождается сдвигом по фазе на $\frac{\pi}{2}$, такое расположение поршней эквивалентно двум поршням, расположенным в симметричных плечах двойного тройника со сдвигом на $\frac{\lambda_в}{4}$ (см. выше § 6.8 и 7.8). Вся мощность передатчика (за вычетом небольших потерь в плазме СВЧ разряда) передается в плечо II, ведущее к антенне. Что касается мощности, просачивающейся через разрядники при зажигании и горении разряда, то соответствующие волны, проходящие во второй мост M_2, интерферируют в плече III и складываются в плече IV, где включена согласованная нагрузка. Благодаря этому мощность, попадающая в приемник в режиме передачи, в идеальном случае равна нулю. В реальных условиях удается значительно снизить перегрузку приемника.

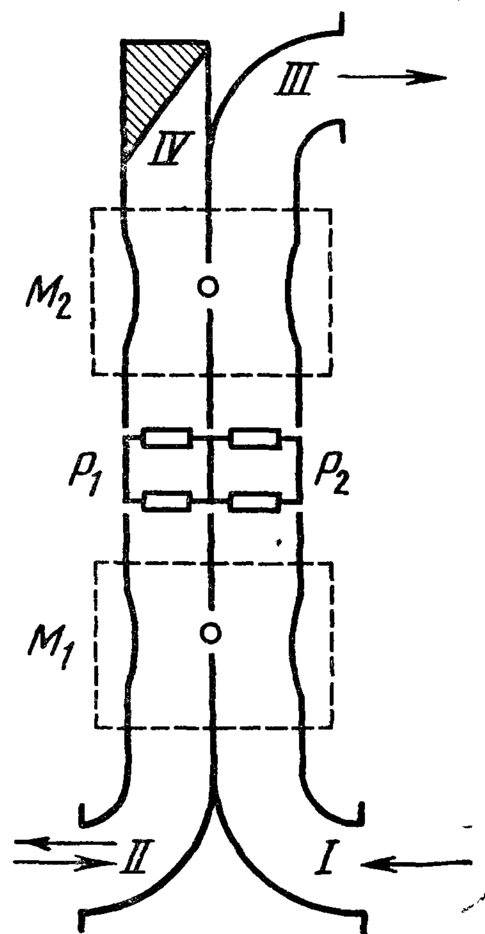


Рис. 8.51. Схема балансного антенного переключателя, использующего два щелевых моста и два разрядника защиты приемника или один сдвоенный разрядник с общей вакуумной оболочкой

В режиме приема сигнал из антенны, поступающий через плечо II первого моста, может пройти только в плечо III второго моста. Ответвления сигнала в ветвь передатчика не происходит. Разрядник блокировки передатчика оказывается излишним.

Таким образом, балансный антенный переключатель обладает рядом преимуществ в сравнении с ответвительным переключателем, описанным выше. Однако у него имеются и некоторые недостатки. Поэтому в настоящее время находят применение как ответвительные, так и балансные системы антенных переключателей.

Если вместо разрядников P_1 и P_2 на рис. 8.51 использовать полупроводниковые диоды, то можно создать практически безынерционный управляемый переключатель или модулятор. Такие устройства, управляемые за счет изменения постоянного напряжения смещения на обоих диодах, находят все более широкое применение. Однако величина коммутируемой мощности оказывается пока небольшой — порядка единиц киловатт в сантиметровом диапазоне волн.

Волноводные мосты находят широкое применение в ферритовых невзаимных устройствах — циркуляторах, а также в регулируемых делителях мощности и фазодвигателях.

§ 8.11. ФЕРРИТОВЫЕ ЦИРКУЛЯТОРЫ

Циркулятором в технике сверхвысоких частот принято называть многополюсник, схематически изображенный на рис. 8.52 и отличающийся следующими важными свойствами. При подаче сигнала в плечо *1* энергия передается только в плечо *2* и не ответвляется в другие плечи (на рис. 8.52 — плечи *3* и *4*). Если энергия поступает на вход циркулятора со стороны плеча *2*, то она не попадает в плечи *1* и *4*, а передается в плечо *3*. Плечо *3* в свою очередь оказывается связанным только с плечом *4*. Последнее плечо (на рис. 8.52 — плечо *4*) обеспечивает связь только с плечом *1*.

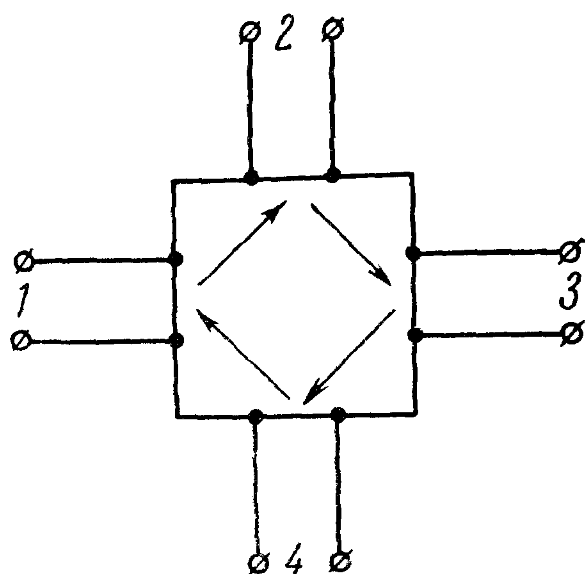


Рис. 8.52. Передача энергии между плечами идеального восьмиполюсного циркулятора

Идеальный циркулятор должен обладать недиссипативными свойствами, т. е. передача сигнала между соответствующими плечами должна происходить без потерь мощности. Получить перечисленные свойства можно только с помощью невзаимных (необратимых) элементов, входящих в состав рассматриваемого восьмиполюсника.

На рис. 8.53 изображены две упрощенные схемы *фазовых циркуляторов,* использующих невзаимный фазовый сдвиг в прямоугольном волноводе, содержащем намагниченный феррит. В состав каждого из циркуляторов входят два моста, между которыми в простейшем случае расположена одна ферритовая пластина, находящаяся в области круговой поляризации высокочастотного магнитного поля (см. выше рис. 8.19 и 8.20).

В отличие от резонансного вентиля, рассматривавшегося в § 8.5, напряженность постоянного магнитного поля выбирается значительно ниже величины $H_{\text{0рез}}$, соответствующей условию ферромагнитного резонанса. При этом потери в феррите для обоих направлений вращения высокочастотного магнитного поля могут быть сделаны достаточно малыми. Однако ввиду различия величин μ'_+ и μ'_- (см. выше рис. 8.18) фазовые скорости волн, распространяющихся по волноводу в противоположных направлениях, также оказываются различными.

Выберем такую длину ферритовой пластины, при которой разность фазовых сдвигов в «прямом» и «обратном» направлениях составляет ровно π. Такой четырехполюсник иногда называют *гиратором.* Тогда при подаче сигнала на вход *1* схемы, изображенной на рис. 8.53,*а* (т. е. в Н-плечо двойного тройника), две волны, приходящие во второй тройник и являвшиеся первоначально синфазными, оказываются в противофазе ввиду сдвига

на π в гираторе. С учетом свойств тройниковых разветвлений (см. § 6.6 и 6.8) передача энергии в этом случае возможна только в Е-плечо, обозначенное цифрой 2. Таким образом, вся мощность, поданная на вход 1, поступает без потерь и отражения в плечо *2*.

Если теперь подать сигнал со стороны Е-плеча второго моста (вход *2* на рис. 8.53,*а*), то две волны, поступающие справа налево в первый мост, не претерпевают относительно друг друга сдвига фаз в ферритовой секции. По свойствам Е-тройников эти волны на выходе из второго моста являлись противофазными. Поступая в первый мост, две противофазные волны обеспечивают передачу энергии только в Е-плечо, обозначенное цифрой *3*.

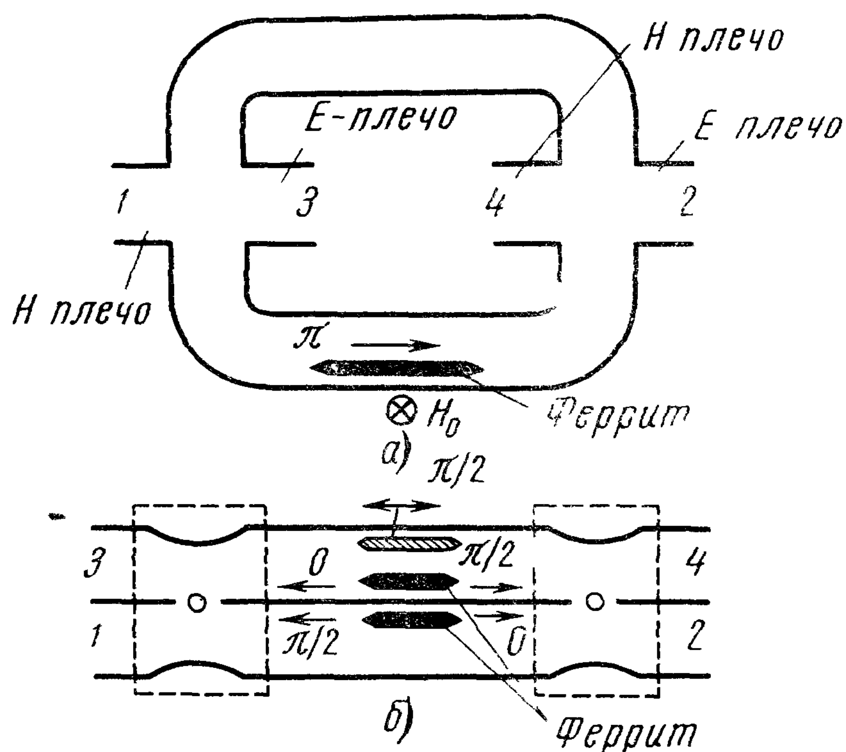


Рис. 8.53. Схемы фазовых циркуляторов, использующих гиратор и два двойных тройника (*а*) и два щелевых моста (*б*)

Рассматривая движение волн из плеча *3*, а затем из плеча *4*, можно убедиться в полном соответствии схемы, изображенный на рис. 8.53, *а*, идеальному циркулятору (рис. 8.52).

Схема циркулятора, изображенная на рис. 8.53, *б*, чаще применяется на практике и отличается от рассмотренной выше схемы заменой двойных тройников на щелевые мосты. Вместо одной ферритовой пластины большей частью используются две более короткие одинаковые пластины, расположенные в обоих каналах циркулятора и создающие разностный сдвиг фаз, равный $\frac{\pi}{2}$. В этом случае в одном из каналов включается также обычный ножевой диэлектрический фазосдвигатель, обеспечивающий взаимный фазовый сдвиг на $\frac{\pi}{2}$ (см. рис. 8.53, *б*).

При рассмотрении прохождения сигналов в схеме, изображенной на рис. 8.53,*б*, следует учитывать векторную диаграмму щелевого моста, рассмотренную выше на рис. 8.50, *в*.

Внешний вид одного из циркуляторов, имеющего один щелевой мост и один «свернутый» двойной волноводный тройник, показана на рис. 8.54. В четвертом плече циркулятора в данном случае включена согласованная нагрузка. Развязка плеч циркулятора имеет обычно величину порядка 20—30 *дб* при активных вносимых потерях порядка 0,3—0,5 *дб*. Существуют циркуляторы, способные работать при весьма высоких импульсных и средних

мощностях в полосе частот, примерно соответствующей полосе частот используемых волноводных мостов.

На рис. 8.55 и 8.56 схематически изображены два других типа ферритовых циркуляторов. В четырехплечем устройстве, показанном на рис. 8.55, используется эффект Фарадея, рассматривавшийся в § 8.5. Ферритовый стержень, находящийся в продольном постоянном магнитном поле, располагается вдоль оси круглого волновода, возбуждаемого на волне типа H_{11}. К этому волноводу под углами в 45° подключаются четыре входа, выполненных на базе стандартных прямоугольных волноводов.

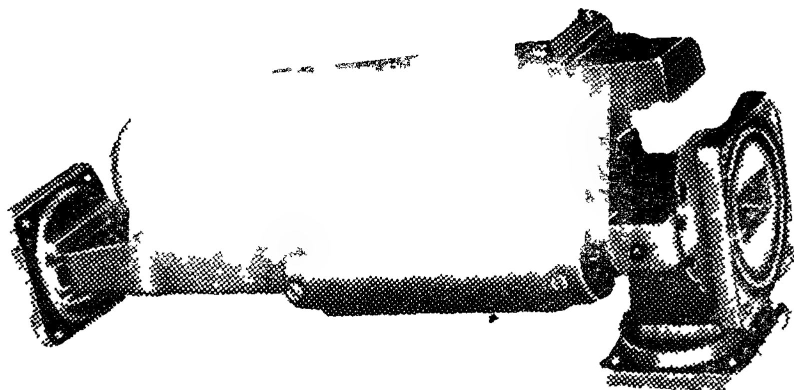


Рис. 8.54. Внешний вид ферритового фазового циркулятора

Развязка между соответствующими плечами достигается за счет поляризационных явлений. Так, при подаче энергии со стороны плеча *4* волна не может поступать в плечо *2* вследствие взаимно перпендикулярного расположения плоскостей поляризации в соответствующих прямоугольных волноводах. Далее, волна не может ответвляться из круглого волновода в плечо *3,* так как после прохождения сек-

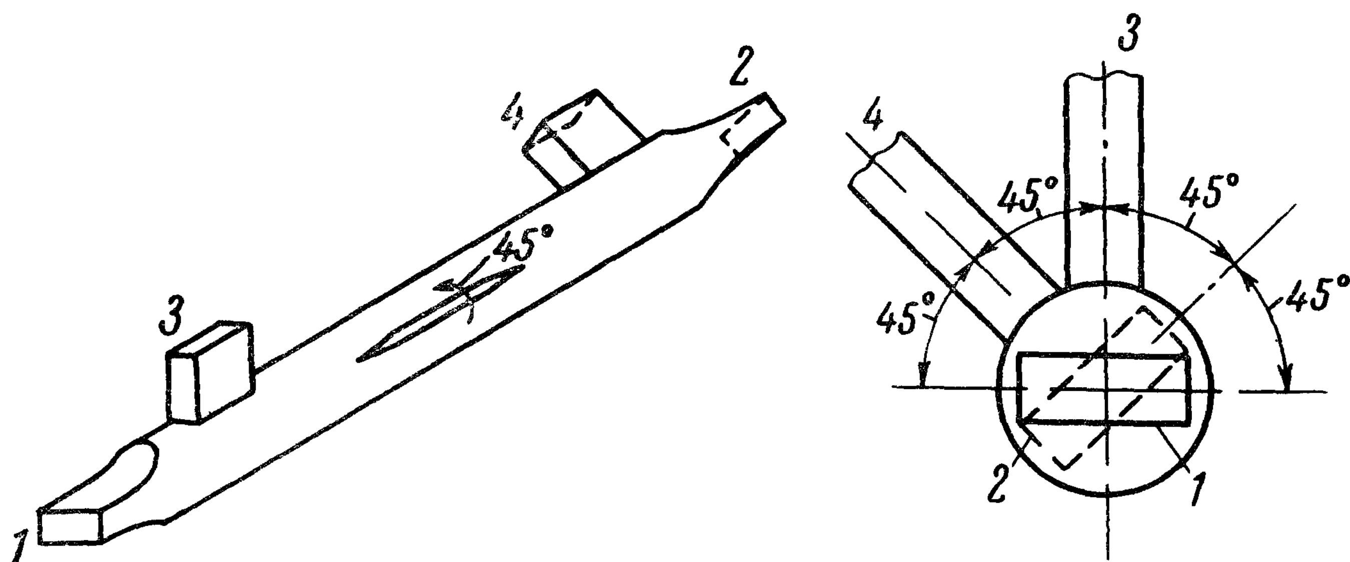


Рис. 8.55. Принцип устройства поляризационного циркулятора, использующего эффект Фарадея в круглом волноводе

ции с ферритом электрическое поле в круглом волноводе параллельно широкой стенке плеча *3.* Единственным возможным направлением движения энергии из плеча *4* является плечо *1,* что и требуется от циркулятора. Читатель может самостоятельно проследить движение энергии между остальными плечами рассматриваемого циркулятора.

В трехплечем циркуляторе, изображенном на рис. 8.56, используется *Y*-образный 120-градусный волноводный тройник в плоскости H. Ферритовый цилиндр располагается в центре тройника; постоянное магнитное поле H_0 перпендикулярно плоскости чертежа.

Принцип действия *Y*-циркулятора можно пояснить качественно следующим образом. Волна типа H_{10}, поступающая со стороны плеча *1,* дифрагирует на ферритовом цилиндре и создает две поверхностные волны, обегающие намагниченный ферритовый цилиндр в двух противоположных направлениях. Подбирая диаметр цилиндра и величину H_0, можно обеспе-

чить расположение максимума электрического поля в центре плеча 2 при узле, расположенном в центре плеча 3. В результате энергия из плеча 1 передается в плечо 2 и не поступает в плечо 3. Невзаимность обеспечивается за счет различия фазовых скоростей волн, обегающих ферритовый стержень в направлении часовой стрелки и в противоположном направлении. Поэтому при подаче энергии в плечо 2 она передается только в плечо 3, которое в свою очередь оказывается связанным только с плечом 1.

На частотах порядка 3 *Ггц* и ниже часто используются *Y*-циркуляторы, образованные не волноводами, а полосковыми линиями. Благодаря своей компактности и простоте конструкции *Y*-циркуляторы находят на практике широкое применение.

На рис. 8.57, *а* показано простейшее применение циркулятора в качестве развязывающего вентиля при большой мощности СВЧ генератора. Более интересным и практически важным является

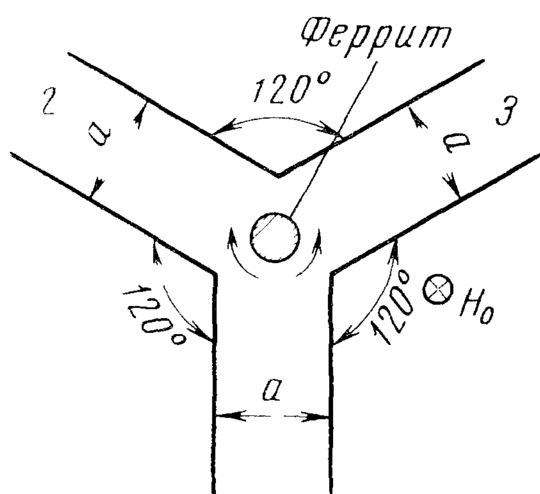


Рис. 8.56. Схема волноводного *Y*-циркулятора

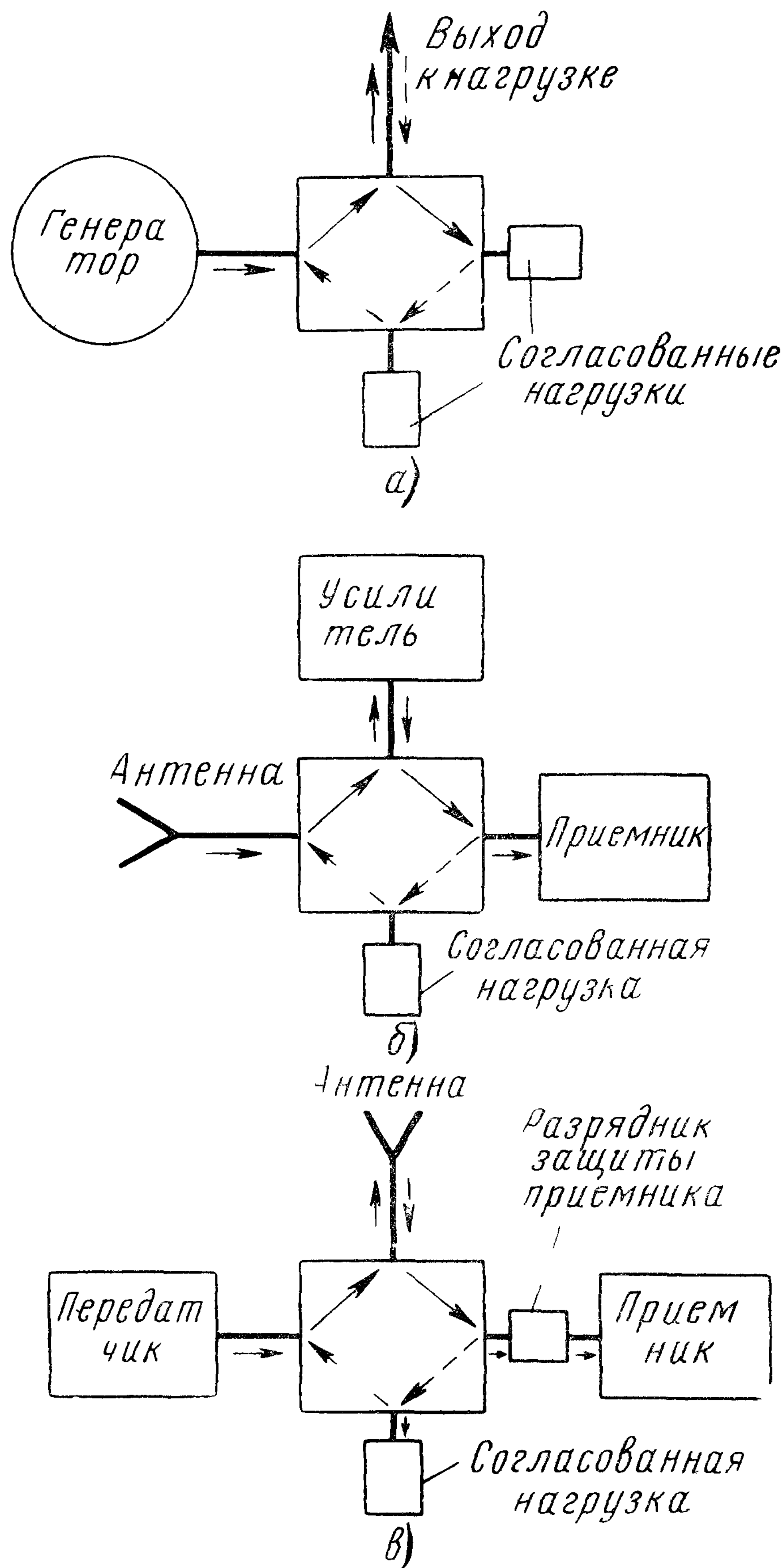


Рис. 8.57. Примеры применения циркуляторов

применение циркуляторов в так называемых отражательных усилителях СВЧ диапазона, к числу которых относятся квантовые парамагнитные усилители и параметрические усилители на полупроводниковых диодах. Усиленный сигнал, отражающийся от усилителя, отделяется циркулятором от падающей волны, как показано на рис. 8.57,*б*, и направляется в нагрузку, например, в приемник. Наконец, циркуляторы могут применяться также в каче-

стве основного элемента ферритового антенного переключателя, изображенного на рис. 8.57, *в*. Ввиду того, что развязка плеч циркулятора обычно не превышает 30—40 *дб*, в плече, идущем к приемнику, оказывается необходимым включать резонансный разрядник защиты приемника.

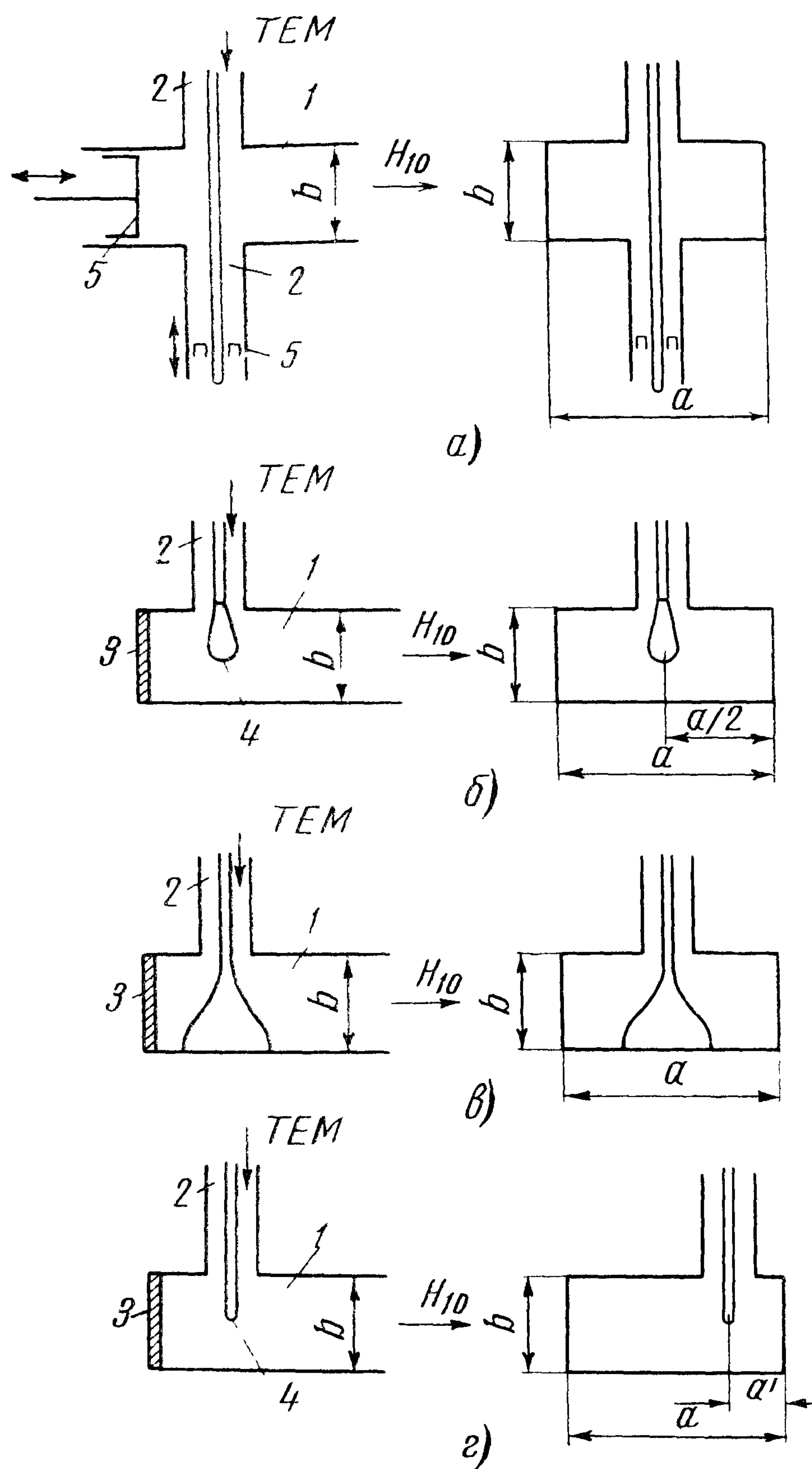


Рис. 8.58. Некоторые конструкции коаксиально-волноводных переходов

1 — прямоугольный волновод; 2 — коаксиальная линия; 3 — короткозамыкающая стенка; 4 — возбуждающий пестик или штырь; 5 — настроечные поршни

§ 8.12. ПРОЧАЯ ВОЛНОВОДНАЯ АППАРАТУРА

а. Коаксиально-волноводные переходы

На рис. 8.58 схематически показано конструктивное выполнение некоторых коаксиально-волноводных переходов для волны типа H_{10}, принципиально описанных в § 5.1.

Настраиваемый переход, изображенный на рис. 8.58, *а*, использует возбуждающий штырь, являющийся продолжением внутреннего проводника коаксиальной линии. Этот штырь продолжается по другую сторону волновода в составе вспомогательной коаксиальной линии с настроечным поршнем. Для обеспечения согласования служит также второй передвижной поршень, находящийся в волноводе.

Простейший фиксированный переход, показанный на рис. 8.58, *б*, снабжается обычно металлическим утолщением — «пестиком», способствующим повышению пробивной прочности и увеличению широкополосности перехода. При передаче более высоких мощностей лучшие результаты дает устройство «пуговичного» типа, изображенное на рис. 8.58, *в*. Опыт показывает, что на волне длиной 10 *см* подобный переход выдерживает при атмосферном давлении без пробоев импульсную мощность порядка 1000 *квт*. Наконец, для расширения рабочей полосы можно воспользоваться штыревым переходом, у которого ось штыря смещена относительно середины широкой стенки волновода (рис. 8.58,*г*). В последнем случае удается, например, при $a' \sim \frac{a}{4}$ обеспечить полосу в 30—40% от средней частоты при КСВ, не превышающем 1,1—1,15. Существуют и другие варианты

конструкций переходов, пригодных для использования в диапазонах дециметровых и сантиметровых волн.

Волноводно-коаксиальные переходы в ряде случаев непосредственно являются частью электровакуумного прибора. На рис. 8.59 показан вывод

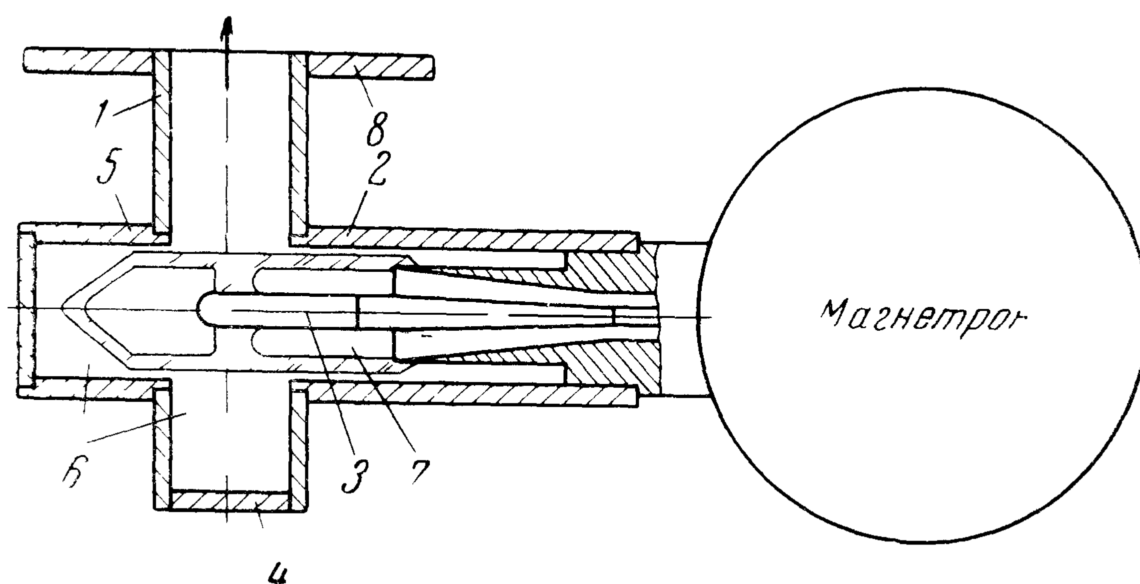


Рис. 8.59. Схема устройства коаксиально-волноводного вывода энергии магнетрона 3-*см* диапазона

1 — прямоугольный волновод; *2* — наружный проводник коаксиальной линии; *3* — внутренний проводник (штырь), впаянный в стекло; *4* — короткозамыкающая пластина, *5* — отрезок круглого запредельного волновода; *6* — невакуумная часть вывода энергии; *7* — вакуумная часть, *8* — выходной фланец магнетрона

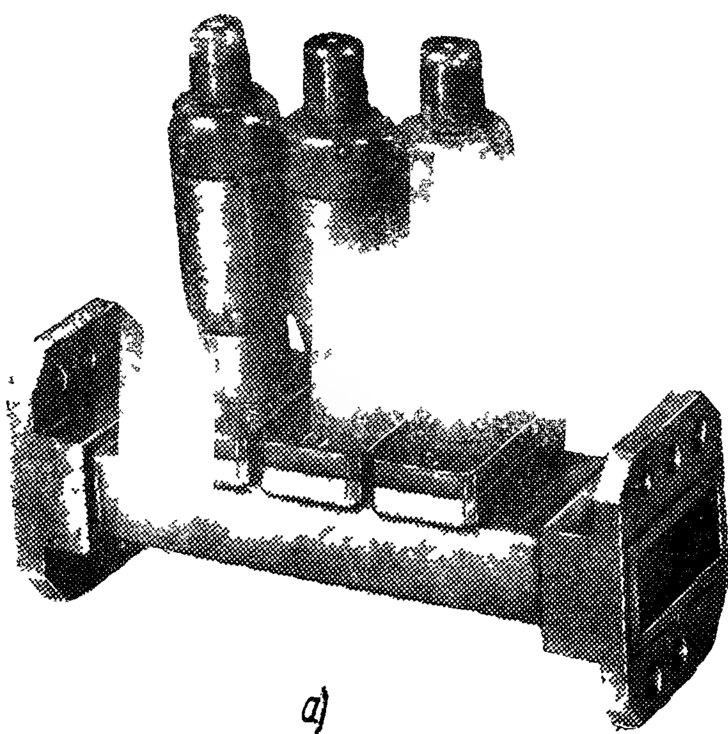
энергии магнетрона средней мощности. Непосредственная связь с колебательной системой магнетрона осуществляется через коаксиальную линию, после чего следует штыревой переход на стандартный прямоугольный волновод.

б. Трансформаторы полных сопротивлений

Из числа регулируемых волноводных трансформаторов полных сопротивлений, рассмотренных в § 7.6, наибольшее применение находят:

1) штыревые или винтовые трансформаторы, например, трехштыревые устройства, имеющие вид, показанный на рис. 8.60, *а*;

2) трансформаторы с одной или двумя диэлектрическими пластинами, перемещаемыми внутри волновода (рис. 8.60, *б*);



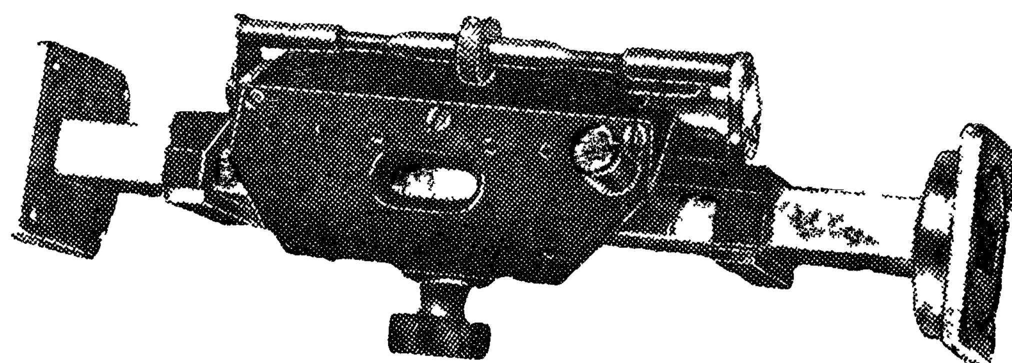


Рис. 8.60. Внешний вид трехштыревого трансформатора (*а*) и диэлектрического трансформатора с двумя передвижными кварцевыми пластинами (*б*) для 3-*см* диапазона волн

3) двухшлейфовые и трехшлейфовые трансформаторы, использующие волноводные и коаксиальные тройники с передвижными поршнями.

Кроме того, сравнительно широкое применение находят так называемые Е—Н трансформаторы, выполненные на базе двойного волноводного тройника. Этот тип трансформаторов может быть получен из обычного двойного тройника (см. рис. 6.34), если в плечах *3* и *4* расположить передвижные короткозамыкающие поршни. Преимуществами Е—Н трансформаторов в сравнении с двухшлейфовыми являются отсутствие ограничений по максимальной величине КСВ нагрузки и малые габариты трансформатора.

При выборе типа трансформатора должны учитываться возможность согласования при больших значениях КСВ, пробивная прочность трансформатора, возможность раздельного регулирования фазы и модуля вносимого отражения и др. Так, штыревые трансформаторы применяются обычно только при небольшой передаваемой мощности ввиду возможности электрического пробоя. При большой мощности удовлетворительно работают трансформаторы трехшлейфового типа, а также различные трансформаторы с диэлектрическими пластинами, например, трансформатор, показанный на рис. 8.60, *б*.

в. Волноводные фильтры

По аналогии с низкочастотными полосовыми и заграждающими фильтрами в технике сверхвысоких частот широкое применение нашли полосовые волноводные фильтры. Фильтр должен пропускать сигнал без отражения и без поглощения в заданной полосе частот или длин волн

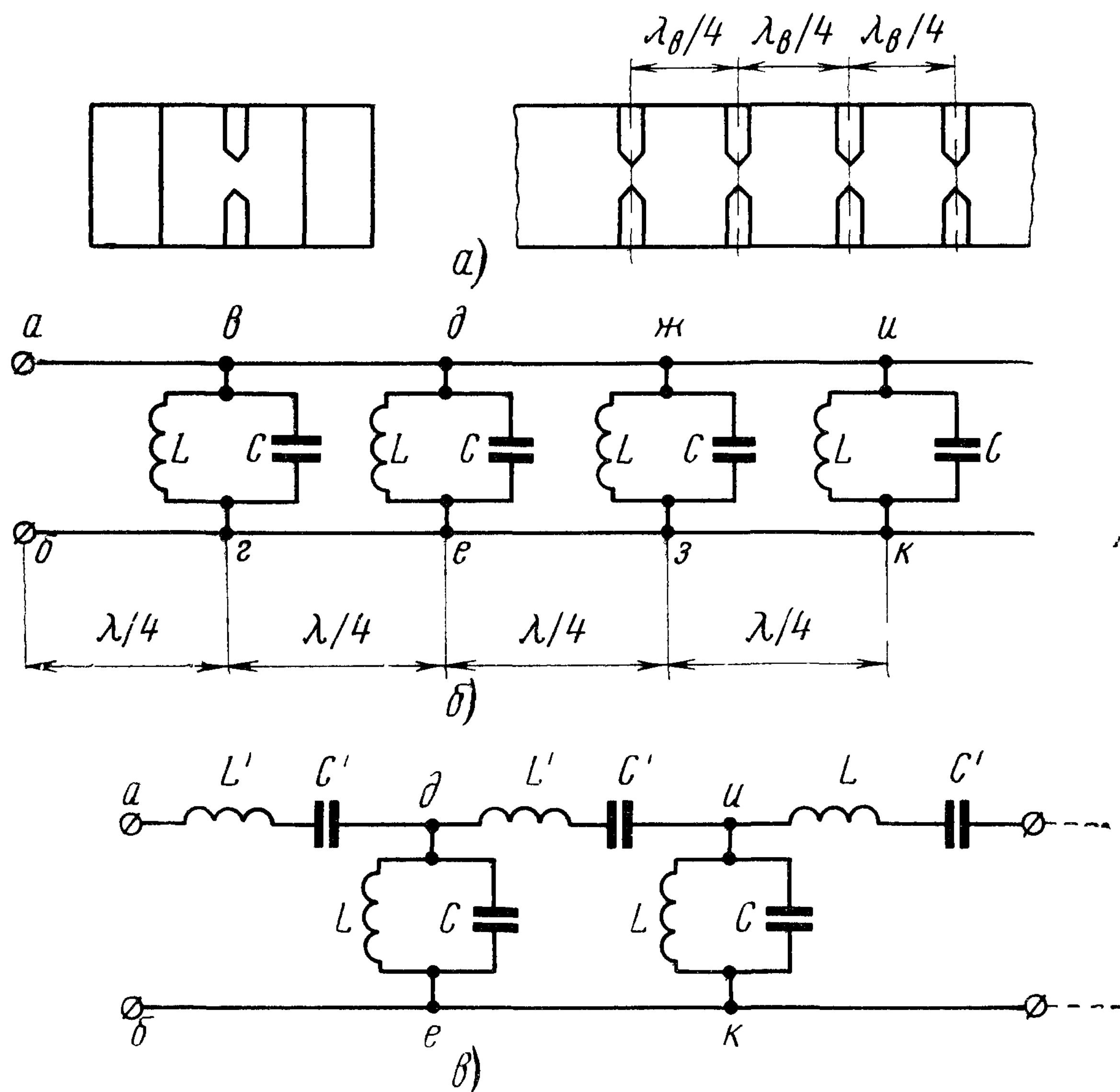


Рис. 8.61. Схема устройства (*а*) и эквивалентные схемы (*б*, *в*) полосового волноводного фильтра

относительно заданной средней длины волны λ_0. За пределами рабочей полосы ослабление должно быть возможно более высоким. Это ослабление должно происходить в основном за счет отражения волны, т. е. без активных потерь в самом фильтре.

Одним из часто применяемых вариантов волноводного полосового фильтра является система из нескольких резонансных зазоров или резонансных окон, включенных в прямоугольный волновод на расстоянии в четверть длины волны в волноводе, как показано на рис. 8.61,*а*. Резонансная длина волны всех окон и зазоров может быть в простейшем случае одинаковой.

Эквивалентная схема рассматриваемого устройства изображена на рис. 8.61, *б*. Последовательные преобразования этой схемы с учетом свойств четвертьволновых отрезков линий приводят к виду, указанному на рис. 8.61, *в*. Можно показать, что индуктивности L' и емкости C' в последнем варианте эквивалентной схемы соответственно равны $L'=C$; $C'=L$, где L и C — эквивалентные индуктивность и емкость резонансных зазоров, входящих в состав фильтра.

Полученная эквивалентная схема с сосредоточенными постоянными относится к числу схем полосовых фильтров, хорошо известных в электротехнике и радиотехнике. Поэтому волноводная система рассмотренного типа действительно может быть представлена как волноводный полосовой фильтр.

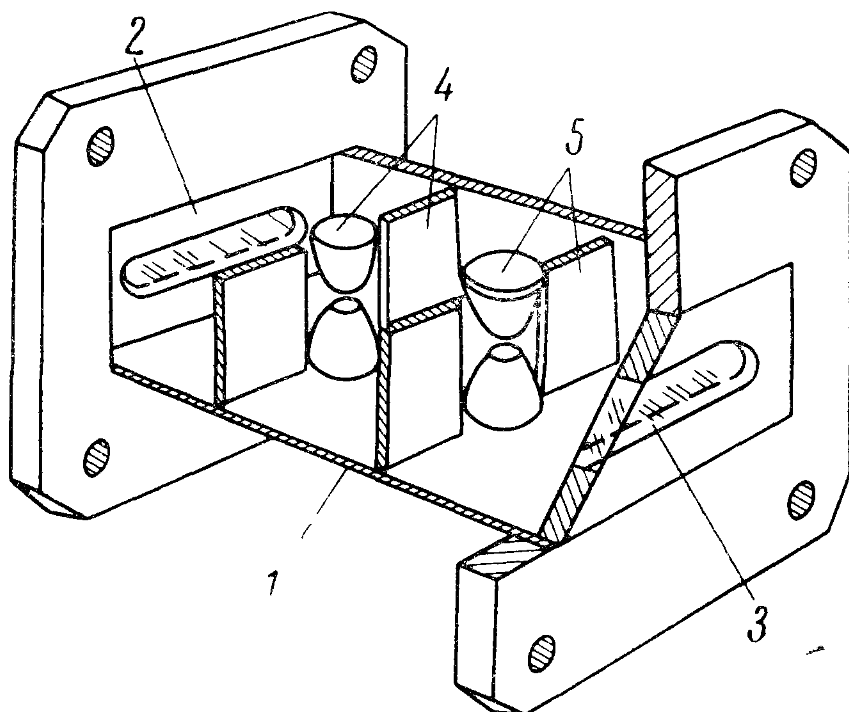


Рис. 8.62. Устройство широкополосного разрядника защиты приемника, использующего принцип полосового волноводного фильтра

1 — корпус (прямоугольный волновод), 2, 3 — входное и выходное резонансные окна; 4, 5 — резонансные зазоры. Не показан электрод вспомогательного разряда, располагаемый во втором резонансном зазоре

Опыт подтверждает сделанные выводы. Фильтры волноводного типа, содержащие несколько резонансных элементов с четвертьволновыми связями, применяются, например, для борьбы с паразитными излучениями мощных СВЧ генераторов и усилителей. Полосовые фильтры используются также в высокочастотных трактах, по которым одновременно передаются сигналы на двух или нескольких разнесенных частотах. Наконец, фильтры непосредственно используются при конструировании широкополосных разрядников защиты приемника, предназначенных для ответвительных и балансных антенных переключателей.

Типичное устройство широкополосного разрядника защиты приемника показано на рис. 8.62. Штыри, имеющиеся в резонансных зазорах, в режиме передачи играют роль разрядных промежутков. На входе и на выходе разрядника имеются резонансные окна, как и в устройстве, описанном в § 6.5. Подобные разрядники обеспечивают полосу пропускания порядка $\pm 6\%$ от средней частоты при вполне удовлетворительной защите кристаллического детектора.

Заграждающие волноводные фильтры применяются в технике СВЧ значительно реже, чем полосовые. Простейшим примером заграждающего фильтра может служить широкополосный разрядник блокировки передатчика, последовательно включенный в волноводный тракт (см. рис. 6.33).

Широкое применение в качестве фильтров находят полые резонаторы, рассматриваемые в гл. 9 и 10.

г) Фазосдвигатели

Некоторые типы фазосдвигателей — устройств, позволяющих изменять электрическую длину передающей линии,— рассматривались выше как примеры, поясняющие особенности распространения волн по линиям в диапазоне СВЧ. К их числу относятся взаимные диэлектрические фазосдвигатели (см. § 5.5) и невзаимные ферритовые фазосдвигатели, кратко описанные в § 8.11.

На рис. 8.63 показано устройство двух других взаимных фазосдвигающих устройств, широко применяемых на практике.

Сжимная линия, изображенная на рис. 8.63, *а*, представляет собой волновод, в середине обеих широких стенок которого прорезаны одна над другой длинные продольные щели, не возмущающие волну типа H_{10}. К боковым стенкам волновода прилагается механическое усилие, достаточное для того, чтобы упруго деформировать волновод и сблизить края щели. Широкий размер сечения волновода a уменьшается до величины a' (рис. 8.63, *а*); происходит уменьшение критической длины волны. Следовательно, при сжатии волновода фазовая скорость волны несколько возрастает, благодаря чему уменьшается электрическая длина $l/\lambda_в$ при неизменной геометрической длине l. Выбирая достаточно большую длину щели, можно обеспечить изменение фазы не менее чем на 2π. Недостатком подобного устройства является большая длина сжимного волновода.

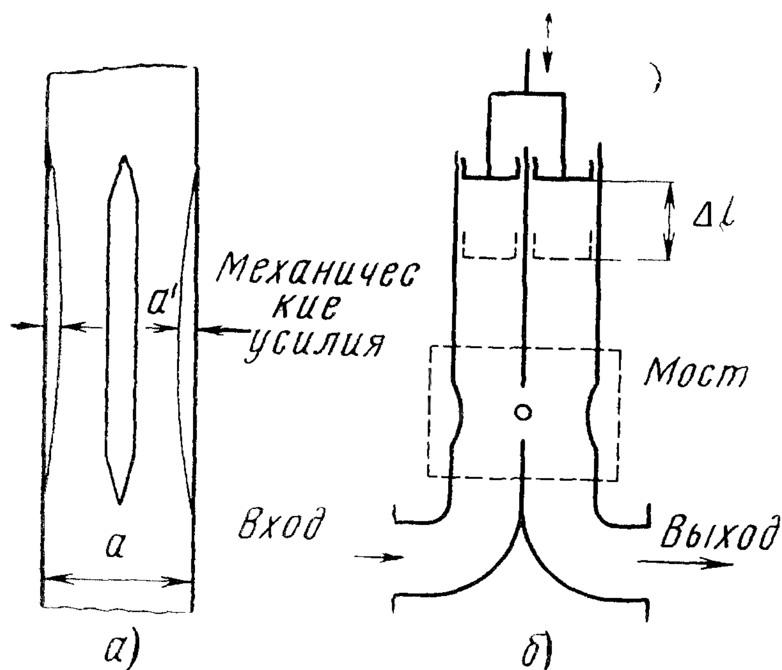


Рис. 8.63. Схема устройства сжимной линии (*а*) и мостового фазосдвигателя (*б*)

Особенно хорошие результаты дает фазосдвигатель с щелевым мостом и с двумя передвижными короткозамыкающими поршнями. Оба поршня должны располагаться в одной плоскости, как показано на рис. 8.63, *б*. Учитывая свойства щелевого моста, описанные в § 8.10, нетрудно установить*, что при этом обеспечивается передача всей мощности при сохранении согласования между входом и выходом независимо от положения сдвоенных поршней. Фазовый сдвиг, получаемый при перемещении поршней на расстояние Δl, составляет $2\pi\frac{2\Delta l}{\lambda_в}$. Достоинствами мостового фазосдвигателя являются абсолютный отсчет изменения фазы, способность выдерживать высокие мощности и конструктивная простота.

---

* С этой целью особенно удобно использовать матрицу рассеяния, рассмотренную в § 7.8 (см. приложение 6).

Глава девятая

ПОЛЫЕ РЕЗОНАТОРЫ

§ 9.1. ПУТИ АНАЛИЗА ПОЛЫХ РЕЗОНАТОРОВ

Полые колебательные системы, качественно описанные во введении, требуют в общем случае анализа, сходного с анализом волноводов и других передающих линий сверхвысоких частот. Размеры полых (объемных) резонаторов могут быть по всем трем направлениям соизмеримы с длиной волны. Поэтому, подобно волноводам, полые резонаторы должны рассматриваться с помощью теории поля, как системы с распределенными постоянными.

Основное отличие полого резонатора от волновода, работающего в режиме бегущей волны, заключается в характере граничных условий. Электромагнитное поле, создаваемое внутри резонатора, ограничено со всех сторон металлическими стенками, в то время как волновод всегда открыт в одном или двух направлениях. В результате интерференции волн при многократных отражениях от стенок в полом резонаторе устанавливается стоячая волна*.

Построение теории полых резонаторов требует нахождения корней волнового уравнения при граничных условиях, определяемых формой и геометрическими размерами резонатора. Проводимость стенок можно принять для начала бесконечно большой, как и в теории волноводов. Таким образом, в качестве исходных могут быть снова использованы уравнения

$$\nabla^2\mathbf{E} + k^2\mathbf{E} = 0; \quad \nabla^2\mathbf{H} + k^2\mathbf{H} = 0 \qquad (9.1)$$

с граничными условиями, учитывающими равенство нулю тангенциальной составляющей электрического поля на поверхности стенок резонатора.

С практической точки зрения основной интерес представляют такие полости и такие комбинации поля в них, которые в некотором сечении в пределах заданного диапазона частот по своим свойствам сходны с простыми колебательными контурами. Из соображений удобства расчетов подобных систем целесообразно представить любой сколь угодно сложный полый резонатор в виде

* Исключение составляют открытые объемные резонаторы и резонаторы бегущей волны, принципы действия которых описываются в § 10.7.

эквивалентного колебательного контура с сосредоточенными постоянными. Поэтому, начиная рассмотрение полых резонаторов, уместно поставить вопрос о возможности получения эквивалентной схемы резонатора в виде обычного резонансного контура из индуктивности, емкости и активного сопротивления или активной проводимости. Введение эквивалентной схемы полого резонатора не должно снимать вопроса о расчете конкретных типов резонаторов методами теории поля. Как и в случае волноводных цепей, эквивалентная схема полого резонатора должна быть лишь способом удобного и наглядного изображения его свойств.

Основными параметрами контуров с сосредоточенными постоянными являются индуктивность L, емкость C и активное сопротивление R. Все прочие параметры контуров — резонансная круговая частота ω_0 или резонансная длина волны λ_0, добротность Q, резонансное сопротивление и др. являются производными величинами и выражаются через основные параметры L, C, R. Выбор величин L, C и R в качестве основных параметров обычных контуров оправдан простотой и удобством их измерения.

Ввести конкретные «индуктивности» и «емкости» в полых резонаторах в общем случае нельзя ввиду отсутствия физического смысла подобных понятий в системах с распределенными постоянными. Практически целесообразно рассматривать такие эквивалентные параметры, которые могут быть непосредственно измерены. Поскольку в технике СВЧ вполне доступно измерение полных сопротивлений и проводимостей, а также измерение длины волны или частоты, основными эквивалентными параметрами полых резонаторов принято полагать:

1. *резонансную длину волны* λ_0, а также резонансную круговую частоту ω_0 или частоту ν_0;

2. *активную проводимость* G, являющуюся мерой активных потерь в резонаторе;

3. *собственную* или *ненагруженную добротность* Q_0, которую можно определить через активную и реактивную проводимости резонатора.

Параметры λ_0, G и Q_0 могут полностью заменить собой параметры L, C, R контуров с сосредоточенными постоянными*. При определении этих параметров полый резонатор предполагается изолированным от внешних нагрузок. Влияние внешних нагрузок на параметры резонаторов рассматривается в дальнейшем.

Выбор эквивалентной схемы для полого резонатора в значительной мере произволен. На рис. 9.1, *а*, *б* показаны два простей-

---

* При рассмотрении обычных колебательных контуров на более низких частотах добротность принято обозначать через Q , а не через Q_0. Термин «собственная» или «ненагруженная» добротность на низких частотах обычно не используется, хотя физический смысл добротности остается без изменений.

ших варианта эквивалентной схемы, отличающихся включением эквивалентного активного сопротивления. В большинстве случаев в технике СВЧ предпочтение отдается схеме с параллельным включением активной проводимости G (рис. 9.1, *б*). Выбор «параллельного» варианта схемы связан с широким применением резонаторов в электровакуумных приборах СВЧ, в которых действие электронного потока удобно рассматривать, как включение некоторой «электронной проводимости». Эквивалентная схема, показанная на рис. 9.1, *б*, обеспечивает более простое суммирование проводимостей.

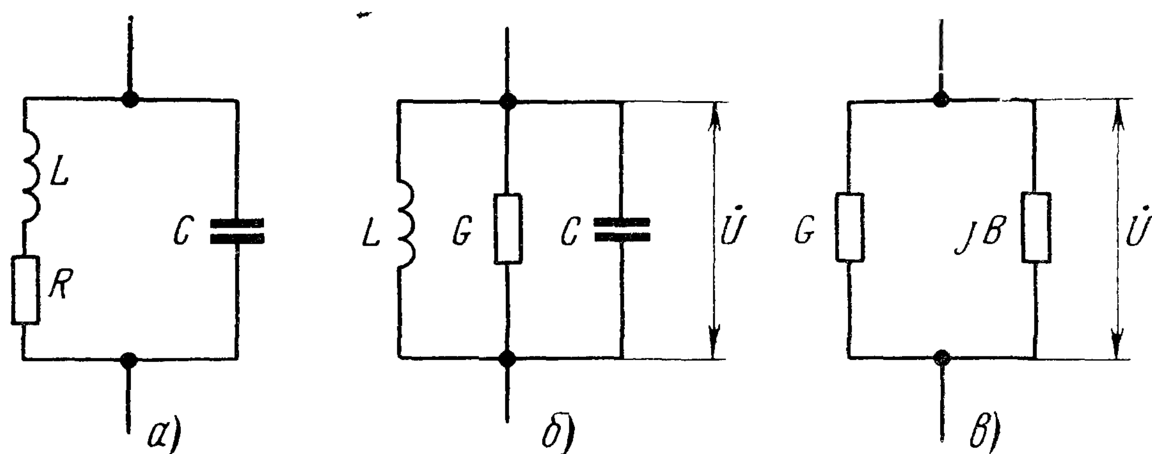


Рис. 9.1. Варианты эквивалентной схемы полого резонатора

Абсолютные величины эквивалентной емкости C и эквивалентной индуктивности L, указанных на рис. 9.1, обычно не рассматриваются, за исключением некоторых специальных типов резонаторов, обладающих явно выраженной сосредоточенной емкостью. Поэтому в качестве эквивалентной схемы полого резонатора в дальнейшем будет часто подразумеваться схема из параллельно включенных активной проводимости G и реактивной проводимости jB, показанных на рис. 9.1, *в*. Определение этих параметров является одной из целей теоретического анализа полых резонаторов.

§ 9.2. НАХОЖДЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ПОЛЫХ РЕЗОНАТОРОВ С ПОМОЩЬЮ ТЕОРИИ ПОЛЯ

Рассмотрим общие свойства полых резонаторов, отвлекаясь от их конкретной геометрической формы и размеров. Предположим, что волновые уравнения (9.1) тем или другим способом решены, т. е. найдены уравнения составляющих электрического и магнитного полей внутри рассматриваемого резонатора. Покажем, каким образом с помощью этих уравнений можно вычислить два важных параметра полых резонаторов — собственную добротность Q_0 и активную проводимость G.

а. Общее уравнение собственной добротности резонаторов

Для вычисления добротности колебательных контуров с сосредоточенными постоянными в радиотехнике существуют несколько путей, основывающихся, например, на законе изменения напряжений и токов в контуре при частотах, близких к резонансной частоте. Из числа этих и других определений для полых резонаторов СВЧ наиболее удобно использовать общее энергетическое соотношение, которое связывает добротность с реактивной энергией, накопленной в системе в режиме установившихся колебаний, и с энергией, рассеянной в системе за один период колебаний T. Обозначая соответствующие величины энергии через $W_{\text{нак}}$ и $(W_{\text{расс}})_T$, а также обозначая мощность, рассеиваемую в резонаторе, через $P_{\text{расс. рез}}$, можно, как известно [4], записать*:

$$Q_0 = 2\pi \frac{W_{\text{нак}}}{(W_{\text{расс. рез}})_T} = \omega_0 \frac{W_{\text{нак}}}{P_{\text{расс. рез}}}. \qquad (9.2)$$

Через ω_0 обозначена резонансная круговая частота резонатора, равная $\frac{2\pi}{T}$.

Используем (9.2) в общем случае полого резонатора. Энергия, накопленная внутри резонатора, постоянна и равна сумме энергий электрического и магнитного полей. Выберем момент, когда магнитное поле проходит через максимум и, следовательно, когда электрическое поле в резонаторе равно нулю. При этом накопленная энергия выражается через амплитуду напряженности магнитного поля **H** в виде

$$W_{\text{нак}} = \int\limits_V \frac{\mu\mu_0 |\mathbf{H}|^2}{2}\, dV, \qquad (9.3)$$

где V — объем резонатора и μ — относительная магнитная проницаемость диэлектрика, наполняющего резонатор. В большинстве реально встречающихся случаев можно положить $\mu = 1$.

Рассеяние энергии при заполнении диэлектриком без потерь связано лишь с джоулевыми потерями в стенках резонатора. Согласно (5.18) сопротивление единицы поверхности стенок $R_{\text{пов}}$ с учетом поверхностного эффекта равно $\frac{1}{\sigma_{\text{ст}}\delta}$, где $\sigma_{\text{ст}}$ — удель-

---

* Можно использовать аналогию между колебательным контуром и сосудом, в который втекают и вытекают равные количества жидкости. В этом случае величина $W_{\text{нак}}$ аналогична постоянному объему жидкости в сосуде, величина $(W_{\text{расс. рез}})_T$ соответствует объему жидкости, вытекающей за время T.

ная проводимость материала стенок, измеренная на постоянном токе, δ — глубина проникновения поля в стенку.

Среднее за период значение мощности тепловых потерь находится интегрированием по всей внутренней поверхности S стенок резонатора:

$$P_{\text{расс рез}} = \int_S \frac{1}{2} |J|^2 R_{\text{пов}} \, dS,$$

где $|J|$ — модуль амплитуды поверхностной плотности тока в стенках. Вместо $|J|$ в последнем соотношении можно подставить модуль тангенциальной составляющей высокочастотного магнитного поля $|\mathrm{H}_t|$ у стенок резонатора.

Величина H_t определяется из решения волновых уравнений (9.1) при предположении об идеальной проводимости стенок резонатора. Таким образом, методика расчета мощности потерь в стенках резонатора в принципе сходна с методикой, использованной при рассмотрении потерь в волноводах.

Полная энергия, рассеиваемая в резонаторе за один период, равна

$$(W_{\text{расс. рез}})_T = P_{\text{расс. рез}} \, T = \frac{T}{2\sigma_{\text{ст}}\delta} \int_S |\mathbf{H}_t|^2 \, dS. \qquad (9.4)$$

Для упрощения выразим в последнем уравнении активную проводимость стенок $\sigma_{\text{ст}}$ через толщину поверхностного слоя δ. С учетом (3.67) получаем:

$$\sigma_{\text{ст}} = \frac{2}{\delta^2 \omega \mu_{\text{ст}} \mu_0},$$

где $\mu_{\text{ст}}$ — относительная магнитная проницаемость материала, из которого изготовлены стенки резонатора.

Таким образом, собственная добротность резонатора по (9.2) с учетом (9.3) и (9.4) определяется уравнением

$$Q_0 = \frac{2}{\delta} \frac{\mu}{\mu_{\text{ст}}} \frac{\int_V |\mathbf{H}|^2 \, dV}{\int_S |\mathbf{H}_t|^2 \, dS}. \qquad (9.5)$$

Полагая, что стенки резонатора и наполняющий диэлектрик не обладают магнитными свойствами, т. е. $\mu = \mu_{\text{ст}} = 1$, получаем:

$$Q_0 = \frac{2}{\delta} \frac{\int_V |\mathbf{H}|^2 \, dV}{\int_S |\mathbf{H}_t|^2 \, dS}. \qquad (9.5а)$$

Уравнение (9.5, *а*) используется при расчетах полых резонаторов с вакуумным или воздушным наполнением, если заранее определены уравнения поля внутри резонатора.

Для качественной иллюстрации полученных уравнений предположим, что вариация поля внутри резонатора отсутствует, т. е. что $|\mathbf{H}| = |\mathbf{H}_t| = \mathrm{const}$. Тогда (9.5, а) дает:

$$Q_0 = \frac{2}{\delta} \frac{V}{S}. \tag{9.6}$$

Таким образом, собственная добротность полого резонатора в первом приближении пропорциональна отношению его объема к поверхности. Как будет показано в дальнейшем, линейные размеры резонатора, как правило, пропорциональны рабочей длине волны λ. Следовательно, можно считать, что $V \approx \lambda^3$ и $S \approx \lambda^2$. Из уравнения (9.6) с точностью до небольшого постоянного множителя можно получить:

$$Q_0 \approx \frac{\lambda}{\delta}. \tag{9.7}$$

Зная длину волны λ и полагая, что в качестве материала стенок использован хорошо проводящий металл (см. приложение 3), нетрудно найти, что в диапазоне сантиметровых волн величина δ составляет несколько микронов или доли микрона. Отсюда следует, что величина Q_0 может составлять примерно 10^5. Еще более высокие значения собственной добротности (до 10^8—10^{10}) могут быть получены, если в качестве материала стенок использовать сверхпроводник, например свинец при температуре 2—5° К.

Практически при использовании меди, находящейся при нормальной температуре, величина Q_0 имеет порядок 10^4—10^5. Получить столь высокую добротность контуров с сосредоточенными постоянными нельзя*. Возможность достижения очень высоких значений Q_0 является важным достоинством полых резонаторов.

б. Активная проводимость полых резонаторов

Для вычисления эквивалентной активной проводимости резонатора можно воспользоваться очевидным соотношением, связывающим рассеиваемую мощность с амплитудой напряжения U_m, приложенного к входным зажимам параллельного контура с сосредоточенными постоянными (см. рис. 9.1):

$$P_{\text{расс рез}} = \frac{1}{2} U_m^2 G.$$

---

* Собственная добротность обычных контуров даже при сравнительно низких частотах, как правило, не превышает 100—200. В диапазоне СВЧ величина Q_0 резко падает за счет явлений, описанных в § 1.3.

Отсюда в случае обычного колебательного контура

$$G = \frac{2P_{\text{расс. рез}}}{U_m^2} \tag{9.8}$$

Вычисление мощности потерь (рассеиваемой мощности) в полом резонаторе обсуждалось при расчете собственной добротности Q_0. Следовательно, для определения активной проводимости G по (9.8) нужно знать дополнительно лишь величину U_m.

Однозначной функции «напряжения» для полых резонаторов с распределенными постоянными, как и для волноводов, не существует. Поэтому, строго говоря, в общем случае понятие активной проводимости полых резонаторов является неопределенным. Однако, задаваясь любыми двумя фиксированными точками a и $б$ на внутренней поверхности резонатора или в подводящей линии, можно найти в фиксированный момент времени линейный интеграл электрического поля по выбранному пути, соединяющему данные точки. Этот линейный интеграл может быть использован в качестве эквивалента напряжения U_m для определения активной проводимости. Таким образом, можно записать:

$$U_m = -\int_a^б \mathbf{E}_m \, dl,$$

где $\mathbf{E}_m$ — амплитуда вектора напряженности электрического поля.

Используя последнее выражение и уравнение мощности потерь в стенках резонатора, получаем с помощью (9.8):

$$G = \sqrt{\frac{\omega\mu_{\text{ст}}\mu_0}{2\sigma_{\text{ст}}}} \frac{\int\limits_S |\mathbf{H}_t|^2 \, dS}{\left\{\int\limits_a^б \mathbf{E} \, dl\right\}^2}. \tag{9.9}$$

Таким образом, величина активной проводимости резонатора зависит от выбора «точек отсчета», в отличие от собственной добротности Q_0, являющейся *инвариантом* для каждого данного резонатора.

Несмотря на кажущуюся искусственность понятия активной проводимости резонатора, оно находит широкое применение в технике сверхвысоких частот, особенно при расчете и конструировании электровакуумных приборов СВЧ. В случае электронных приборов СВЧ величина G обычно определяется по отношению к тем точкам, в которых резонатор пронизывается электронным потоком. Типичная величина активной проводимости полых резонаторов, определенная указанным способом, составляет 10^{-4}—10^{-5} 1/*ом*. Таким образом, эквивалентное сопротивление резонатора при резонансе, равное $1/G$, может иметь очень большую величину — порядка 10—100 *ком*.

* * *

Уравнения (9.5) и (9.9), определяющие собственную добротность Q_0 и активную проводимость G через напряженности полей внутри резонатора, являются столь же точными, как и уравнения потерь в волноводах, рассматривавшиеся выше в § 4.4. Однако практический расчет величин Q_0 и G по этим уравнениям наталкивается обычно на серьезные трудности. Конфигурация реально применяемых полых резонаторов оказывается во многих случаях слишком сложной, чтобы можно было получить строгое решение волновых уравнений и найти аналитические выражения для векторов **E** и **H**. Однако даже при простейшей геометрической форме, допускающей несложное аналитическое решение (см. ниже), погрешность при расчете величин Q_0 и G обычно бывает значительной за счет потерь, не учитываемых при выводе рассматриваемых уравнений.

Причиной возникновения таких потерь является прежде всего неидеальная чистота обработки внутренних поверхностей резонатора, по которым протекают высокочастотные токи. Кроме того, полые резонаторы делаются обычно составными и часто имеют органы механической настройки. Потери в контактах могут быть одного порядка с потерями в стенках и даже превышать их. Точный количественный учет потерь в контактах невозможен. Далее, внутри резонаторов иногда располагается диэлектрик (стекло, керамика), служащий в качестве вакуумной оболочки электровакуумного прибора. Некоторые участки стенок резонаторов, например, сетки, могут иметь высокую температуру, и т. д. В результате этого фактическая величина Q_0 оказывается часто в несколько раз ниже, а фактическая величина G в несколько раз выше, чем следует из расчета по формулам (9.5) и (9.9).

Невысокая точность теоретических расчетов величин Q_0 и G делает особенно важным вопрос об экспериментальном определении параметров полых резонаторов. Некоторые сведения об измерениях с полыми резонаторами приводятся в § 10.9.

§ 9.3. ВЫРАЖЕНИЕ ДОБРОТНОСТИ ПОЛОГО РЕЗОНАТОРА ЧЕРЕЗ ЕГО АКТИВНУЮ И РЕАКТИВНУЮ ПРОВОДИМОСТИ

Обратимся снова к уравнению добротности (9.2) и применим его к эквивалентной схеме параллельного резонансного контура, изображенной на рис. 9.1, *б*.

Если амплитуда напряжения на контуре равна U_m, то полная накопленная энергия и энергия, рассеянная за период, могут быть выражены в виде

$$W_{\text{нак}} = \frac{CU_m^2}{2};$$

$$(W_{\text{расс рез}})_T = \frac{U_m^2 G}{2} T,$$

где C — сосредоточенная емкость контура; G — сосредоточенная активная проводимость. Подставляя эти соотношения в уравнение (9.2), получаем для рассматриваемого контура:

$$Q_0 = 2\pi \frac{C}{TG} = \frac{\omega_0 C}{G}. \qquad (9.10)$$

Для того, чтобы применить полученное уравнение к полым резонаторам, желательно исключить из него сосредоточенную емкость C, не имеющую реального физического смысла в распределенных системах. Выразим величину C через реактивную проводимость контура jB, изображенную на рис. 9.1, *в*.

Рассмотрим изменение полной проводимости параллельного контура Y вблизи резонансной частоты ω_0:

$$Y = G + jB = G + j\left(\omega C - \frac{1}{\omega L}\right);$$

$$B = \omega C\left(1 + \frac{1}{\omega^2 LC}\right).$$

Учитывая, что $\omega_0^2 = 1/\sqrt{LC}$, имеем:

$$B = \frac{C}{\omega}(\omega - \omega_0)(\omega + \omega_0).$$

Если частота вынужденных колебаний ω лишь незначительно отличается от резонансной частоты ω_0, то $\omega + \omega_0 \cong 2\omega$ и

$$(B)_{\omega \approx \omega_0} = 2C(\omega - \omega_0).$$

Найдем производную $\frac{dB}{d\omega}$:

$$\left(\frac{dB}{d\omega}\right)_{\omega \approx \omega_0} = 2C,$$

откуда величина сосредоточенной емкости

$$C = \frac{1}{2}\left(\frac{dB}{d\omega}\right)_{\omega \approx \omega_0}. \qquad (9.11)$$

Таким образом, величина емкости может быть заменена скоростью изменения реактивной проводимости контура вблизи его резонансной частоты. Поскольку измерение реактивной проводимости на СВЧ производится достаточно просто, представляется вполне оправданным введение выражения (9.11) в (9.10):

$$Q_0 = \frac{\omega_0}{2G}\left(\frac{dB}{d\omega}\right)_{\omega \approx \omega_0}. \qquad (9.12)$$

Учитывая связь между резонансной частотой ω_0 и резонансной длиной волны λ_0, последнее уравнение можно переписать также в виде

$$Q_0 = -\frac{\lambda_0}{2G}\left(\frac{dB}{d\lambda}\right)_{\lambda\approx\lambda_0}. \qquad (9.13)$$

Уравнения (9.12) и (9.13) не являются новыми в сравнении с предыдущими. Более того, в обычной радиотехнике они не находят никакого применения, поскольку другие соотношения и, в частности, (9.10) дают более удобный путь для вычисления добротности контуров с сосредоточенными постоянными. Однако, как будет показано ниже, полученные уравнения оказываются наиболее подходящими для перенесения понятия добротности на резонаторы с распределенными постоянными. При расчетах цепей с полыми резонаторами уравнения (9.12) и (9.13) находят очень широкое применение, как путь «феноменологической» трактовки полых резонаторов. Эти уравнения используются также при измерении добротности полых резонаторов.

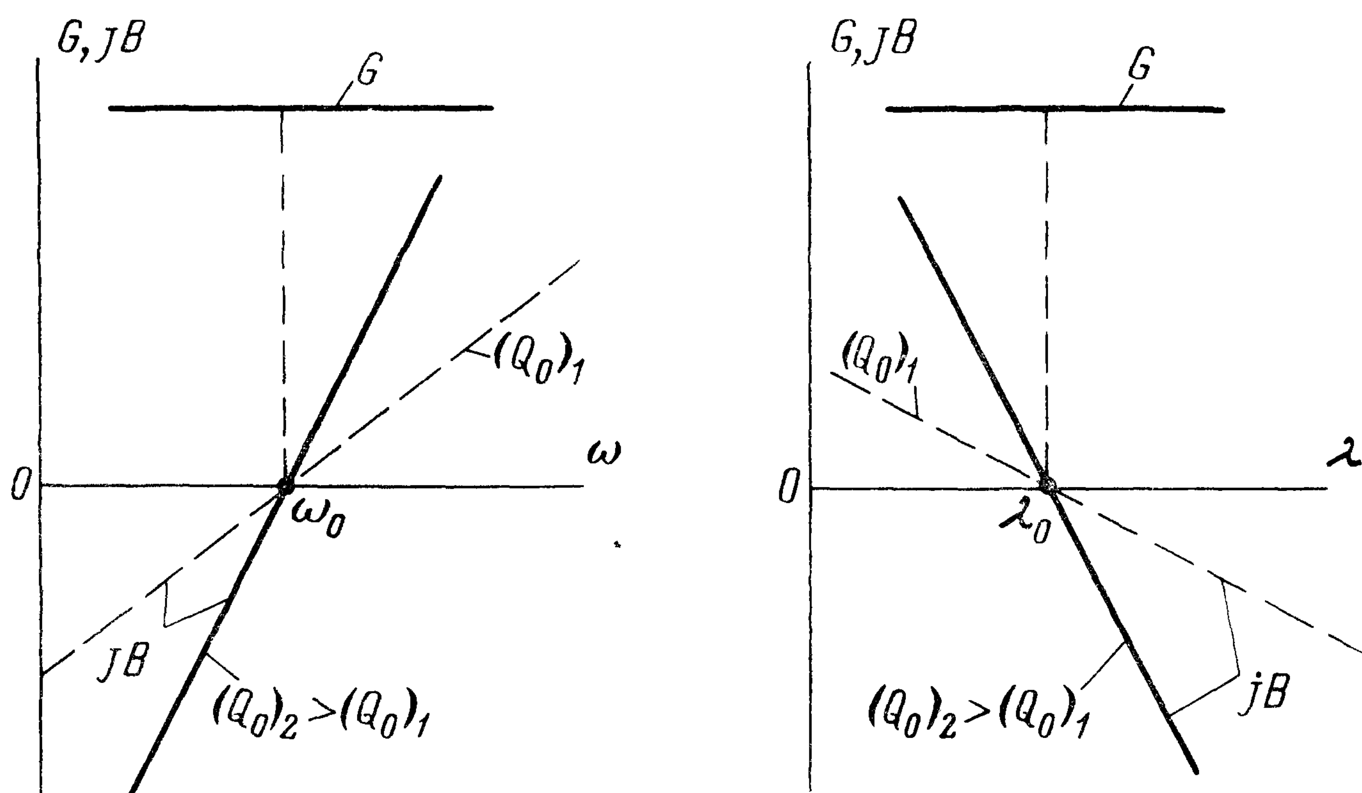


Рис. 9.2. Изменение активной и реактивной проводимостей параллельного контура вблизи резонансной частоты и резонансной длины волны

График изменения реактивной проводимости параллельного контура вблизи резонанса показан на рис. 9.2. Реактивная проводимость контура меняется по линейному закону. Чем выше собственная добротность контура Q_0, тем больше наклон прямых $B=f(\omega)$ и $B=f(\lambda)$. Таким образом, добротность есть мера скорости изменения реактивной проводимости контура на частотах, близких к резонансной. Активная проводимость G в узком диапазоне частот является величиной постоянной, как показано на

рис. 9.2. Это утверждение не противоречит изменению активного сопротивления за счет поверхностного эффекта, если речь идет об узком диапазоне частот, не превышающем, например, 10—20% от резонансной частоты контура.

Зависимость активной и реактивной проводимостей полого резонатора от частоты или от длины волны поддается прямому экспериментальному определению, как и для всякого другого пассивного элемента сверхвысокочастотной цепи. Поэтому проведенное рассмотрение представляет интерес с точки зрения критериев эквивалентности реального полого резонатора параллельному резонансному контуру, изображенному на рис. 9.1, *б, в*.

Такими критериями с учетом рис. 9.2 являются:

1. Линейная зависимость реактивной проводимости рассматриваемого устройства от частоты в некотором интервале частот с положительной производной $\frac{dB}{d\omega}$;

2. Наличие в этом же интервале частот перехода реактивной проводимости через нуль;

3. Постоянство активной проводимости рассматриваемого устройства в том же диапазоне частот.

Любая полость или система, в которой возбуждаются электромагнитные колебания, удовлетворяющие сформулированным выше трем условиям, характеризуется в соответствующем диапазоне частот эквивалентной схемой типа простого параллельного резонансного контура (рис. 9.1, *б*). Резонансная частота или резонансная длина волны соответствует переходу реактивной проводимости через нуль.

Применение полученных критериев можно пояснить двумя примерами.

Резонансные окна, рассматривавшиеся в § 6.5, имеют эквивалентную схему типа параллельного резонансного контура. Доказательство этого положения, принятого ранее из качественных соображений, возможно путем экспериментальной проверки зависимостей $B=f(\omega)$ и $G=f(\omega)$ для окна, включенного поперек волновода, на конце которого находится согласованная нагрузка (рис. 9.3,*а*). Величина реактивной проводимости jB может быть измерена обычными методами с помощью измерительной линии по отношению к плоскости окна, т. е. в точках *аб*, показанных на эквивалентной схеме (рис. 9.3, *б*). Активная проводимость окна G определяется как разность между измеренной активной проводимостью в сечении *аб* и единичной активной проводимостью, соответствующей идеально согласованной оконечной нагрузке.

Опыт показывает, что зависимости $B=f(\lambda)$ и $G=f(\lambda)$ для резонансного окна практически полностью совпадают с графиками, изображенными на рис. 9.2. Тем самым подтверждается эквивалентная схема окна, рассматривавшаяся в § 6.5.

Второй пример относится к колебательному контуру, образованному отрезком короткозамкнутой длинной линии — двухпроводной или коаксиальной, возбужденной на волне типа ТЕМ. Зависимость входной проводимости линии без потерь от частоты при неизменной геометрической длине l определяется известными соотношениями:

$$Y_{вх} = -j\,\frac{1}{Z_c}\operatorname{ctg}\frac{\omega l}{c} = jB; \quad B = -\frac{1}{Z_c}\operatorname{ctg}\frac{\omega l}{c}.$$

Соответствующая кривая $B=f(\omega)$ показана на рис. 9.4. Линейность функции реактивной проводимости с переходом через нуль периодически удовлетворяется в узких интервалах вблизи частот ω_{01}, ω_{02} и т. д. В этих интервалах рассматриваемое устройство характеризуется эквивалентной схемой типа простого параллельного контура, хотя никаких физически различимых сосредоточенных индуктивностей и емкостей здесь не имеется.

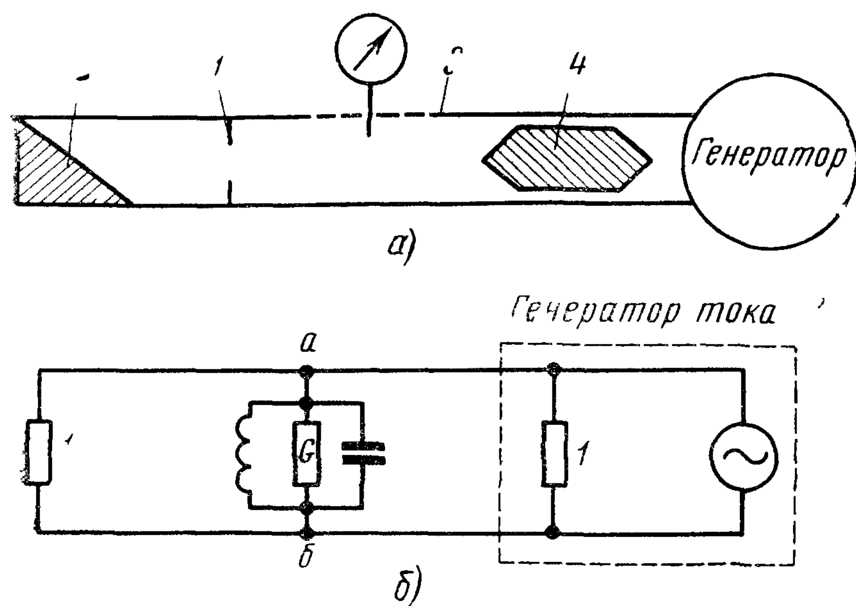


Рис. 9.3. Резонансное окно, включенное поперек волновода для измерения полной проводимости, и соответствующая эквивалентная схема

1 — исследуемое окно; 2 — согласованная нагрузка; 3 — измерительная линия, 4 — развязывающий ослабитель

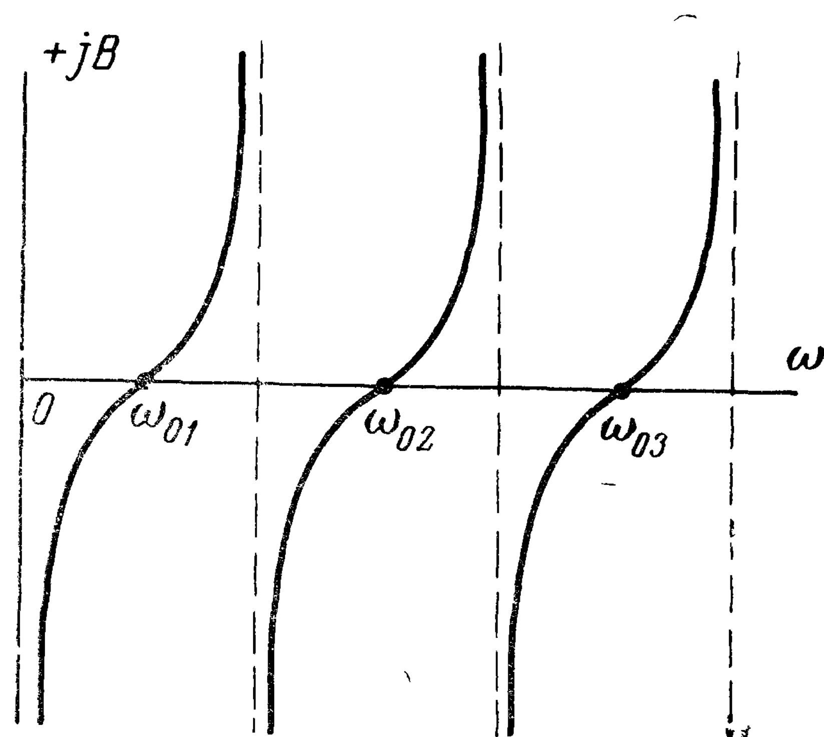


Рис. 9.4. Изменение реактивной проводимости отрезка короткозамкнутой длинной линии

Сечение, к которому относится эквивалентная схема, принято называть *плоскостью эквивалентного представления* параметров полого резонатора. Положение этой плоскости часто однозначно определяется конструкцией рассматриваемого резонатора (см. точки *аб* на рис. 9.3 или сетки тороидального резонатора на рис. 10.29,*а*). В некоторых случаях, однако, оказывается необходимым прибегать к опыту короткого замыкания, описанному выше в § 7.4,*в* при рассмотрении методов измерения полных сопротивлений и проводимостей. Для получения режима короткого замыкания достаточно сильно расстроить резонатор, т. е. сместить его резонансную частоту по отношению к частоте, на которой рассматриваются параметры эквивалентной схемы — проводимости G и B.

§ 9.4. ВИДЫ КОЛЕБАНИЙ ПОЛЫХ РЕЗОНАТОРОВ

В предыдущем разделе на примере контура типа короткозамкнутой длинной линии было показано, что колебательные системы с распределенными постоянными имеют бесконечное множество резонансов на частотах ω_{01}, ω_{02} и т. д. до бесконечности. Эти резонансы принято называть *видами колебаний*. Под видом колебаний в общем случае следует понимать режим колебаний, характеризующийся определенной структурой поля, поляризацией и фазовыми соотношениями поля в резонаторе. В рассмотренном выше

примере виды колебаний отличаются распределением (вариациями) поля по длине линии. Резонансные частоты (длины волн) и добротности резонатора при различных видах колебаний в общем случае оказываются различными. То же самое относится, естественно, к активным проводимостям.

Таким образом, понятия добротности, активной проводимости и резонансной длины волны могут быть отнесены лишь к известному виду колебаний, в отличие от контура с сосредоточенными постоянными, имеющего только один вид колебаний и однозначные параметры Q_0, G и λ_0*.

Сделанный вывод о существовании множества видов колебаний полых резонаторов может быть строго подтвержден методами теории поля. При этом следует иметь в виду, что решение волнового уравнения в общем случае содержит три основные константы, определяющие вариацию поля по трем выбранным осям координат (в случае прямоугольной системы координат — константы ξ, η и γ, рассматривавшиеся в гл. 2). Благодаря наличию граничных условий по всем трем осям координат полностью определяются все три константы. Это дает не *полосу* частот $\nu > \nu_{кр}$, как в случае нерезонансного волновода, а *дискретные* частоты ν_{01}, ν_{02},..., при которых внутри резонатора могут существовать электромагнитные колебания. Указанные дискретные частоты и характеризуют собой бесконечное множество видов колебаний, аналогично бесконечному множеству типов волн в обычных однородных волноводах.

Под *низшим* видом колебаний принято понимать вид колебаний, имеющий самую низкую резонансную частоту ω_0 или, что то же, самую большую резонансную длину волны λ_0. На практике часто стараются использовать полый резонатор в режиме низшего вида колебаний, подобно тому, как волновод возбуждают обычно на низшем типе волны. Однако, как будет показано в дальнейшем, в полых резонаторах нередко используются также виды колебаний, не являющиеся низшими.

Если резонансные частоты двух или нескольких видов колебаний равны между собой, то такие виды колебаний называются *вырожденными*. Здесь можно провести аналогию с вырождением типов волн в волноводах.

Эквивалентная схема типа параллельного резонансного контура может быть применена к полому резонатору только в том случае, когда резонансные частоты ближайших видов колебаний отделены от резонансной частоты рассматриваемого вида не менее чем на половину полосы пропускания резонатора. Разделение видов

---

* Строго говоря, контур с сосредоточенными постоянными L, C, R также имеет бесчисленное множество видов колебаний, определяющихся распределенными параметрами катушки индуктивности и т. д. Однако в обычной радиотехнике такие резонансы, как правило, не используются и не рассматриваются.

колебаний важно и в других отношениях, например, для нормальной работы резонансных волномеров. Этот вопрос весьма актуален также для многих электровакуумных приборов СВЧ, в первую очередь для магнетронов. Как правило, при использовании полых резонаторов стремятся обеспечить существование только одного вида колебаний во всем диапазоне частот рассматриваемого прибора. Применение вырожденных видов колебаний является большей частью нежелательным.

§ 9.5. НАГРУЖЕННАЯ И ВНЕШНЯЯ ДОБРОТНОСТИ РЕЗОНАТОРА

На практике колебательные контуры и полые резонаторы применяются не изолированно, а в сочетании с нагрузками. Схема индуктивной связи контура с нагрузками показана на рис. 9.5.

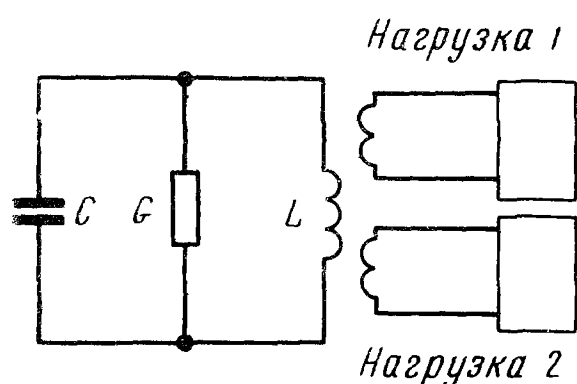


Рис. 9.5. Пример связи параллельного резонансного контура с двумя нагрузками

Рассмотрим уравнение добротности (9.2) применительно к контуру, связанному с нагрузками. При этом рассеяние энергии происходит не только в самом контуре, но и в нагрузках. Полная рассеиваемая энергия может быть записана в виде

$$W_{\text{расс. полн}} = W_{\text{расс. рез}} + W_{\text{расс. нагр}}.$$

Добротность контура с учетом всех присоединенных нагрузок называется *нагруженной добротностью* $Q_{\text{н}}$:

$$Q_{\text{н}} = 2\pi \frac{W_{\text{нак}}}{(W_{\text{расс. полн}})_T} = \omega_0 \frac{W_{\text{нак}}}{P_{\text{расс. полн}}}. \qquad (9.14)$$

Через $W_{\text{нак}}$ в (9.14) по-прежнему обозначена энергия, накопленная в самом резонаторе; $P_{\text{расс. полн}}$ — суммарная мощность, рассеиваемая в резонаторе и в нагрузках.

Найдем величину, обратную $Q_{\text{н}}$:

$$\frac{1}{Q_{\text{н}}} = \frac{1}{2\pi} \frac{(W_{\text{расс. рез}})_T}{W_{\text{нак}}} + \frac{1}{2\pi} \frac{(W_{\text{расс. нагр}})_T}{W_{\text{нак}}}. \qquad (9.15)$$

Первое слагаемое в правой части последнего выражения соответствует обратной величине добротности изолированного резонатора, т. е. его собственной или ненагруженной добротности Q_0, определяемой соотношением (9.2). Второе слагаемое в (9.15) также имеет характер величины, обратной некоторой добротности. Поэтому по аналогии с величинами Q_0 и $Q_{\text{н}}$ вводится несколько

искусственное понятие *внешней* или *вносимой* добротности $Q_{вн}$, определяющейся в виде

$$Q_{вн} = 2\pi \frac{W_{нак}}{(W_{расс.\ нагр})_T} = \omega_0 \frac{W_{нак}}{P_{расс.\ нагр}}. \qquad (9.16)$$

Согласно соотношению (9.16.) внешняя добротность определяется как отношение энергии, накопленной *в самом резонаторе,* к энергии, рассеянной в нагрузке за период высокочастотного колебания.

С учетом уравнений (9.2), (9.14) и (9.16) уравнение (9.15) может быть переписано:

$$\frac{1}{Q_н} = \frac{1}{Q_0} + \frac{1}{Q_{вн}}. \qquad (9.17)$$

Уравнение (9.17), связывающее три выражения добротности контура, находит очень широкое применение при расчетах цепей, содержащих полые резонаторы и другие колебательные системы СВЧ.

Общие выражения нагруженной и внешней добротностей полых резонаторов могут быть представлены по аналогии с (9.12) в виде

$$Q_н = \frac{\omega_0}{2(G + G_н)} \left(\frac{dB}{d\omega}\right)_{\omega \approx \omega_0}; \qquad (9.18)$$

$$Q_{вн} = \frac{\omega_0}{2G_н} \left(\frac{dB}{d\omega}\right)_{\omega \approx \omega_0}, \qquad (9.19)$$

где $G_н$ — суммарная активная проводимость нагрузок, приведенная к той же плоскости, относительно которой определена активная проводимость резонатора G.

Нагруженная добротность резонатора $Q_н$ может в общем случае резко отличаться от собственной добротности Q_0. Величина $Q_н$ одного и того же резонатора может изменяться в широких пределах за счет изменения связи с нагрузками и с возбуждающими генераторами, которые для резонатора также являются нагрузками. Очевидно, что при этом всегда выполняется неравенство $Q_н < Q_0$. При неограниченном ослаблении связи с нагрузками нагруженная и собственная добротности совпадают. Что касается внешней добротности $Q_{вн}$, то ее величина в зависимости от связи с нагрузками может быть не только меньше, но и больше собственной добротности резонатора Q_0.

При $Q_{вн} = Q_0$ энергия, рассеиваемая в нагрузках, в точности равна энергии, рассеиваемой внутри самого резонатора. Такой режим связи называется *критическим.* Если $Q_{вн} < Q_0$, то энергия, передаваемая из резонатора в нагрузки, превышает энергию, рассеиваемую в резонаторе. Этот случай принято называть режимом

пересвязи. Наконец, при *недосвязи* $Q_{вн} > Q_0$ и суммарная энергия, рассеиваемая в нагрузках, становится меньше энергии, теряемой в резонаторе. При $Q_{вн} \to \infty$ связь резонатора с нагрузками стремится к нулю. Некоторые дополнительные замечания о режимах недосвязи и пересвязи см. в § 9.6 и 10.9.

Следует отметить, что добротности $Q_н$ и $Q_{вн}$, подобно величине Q_0, являются инвариантами и не зависят от выбора плоскости отсчета параметров полого резонатора.

Понятия собственной, нагруженной и внешней добротностей прочно вошли не только в технику СВЧ, но и в электровакуумные приборы сверхвысоких частот. Часто в качестве параметра электровакуумного прибора указывается одна из добротностей резонатора, входящего в состав этого прибора.

§ 9.6. ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ПОНЯТИЯ ДОБРОТНОСТИ ДЛЯ АНАЛИЗА СХЕМ ВКЛЮЧЕНИЯ ПОЛЫХ РЕЗОНАТОРОВ

С помощью понятий собственной, внешней и нагруженной добротностей полых резонаторов могут быть получены в общем виде многие важные соотношения, характеризующие применение резонаторов в технике СВЧ и при конструировании электровакуумных приборов СВЧ.

а. К. п. д. резонатора в схеме двухполюсника

Обратимся к полому резонатору произвольной конфигурации, связанному с одной передающей линией (волноводом) по схеме двухполюсника через вывод энергии, не вносящий активных потерь. Предположим, что резонатор возбуждается на одном виде колебаний некоторым источником СВЧ колебаний (см. рис. 9.6), например, электронным потоком, проходящим через резонатор. На другом конце волновода расположена согласованная нагрузка, в которую желательно передать возможно большую часть мощности высокочастотных колебаний.

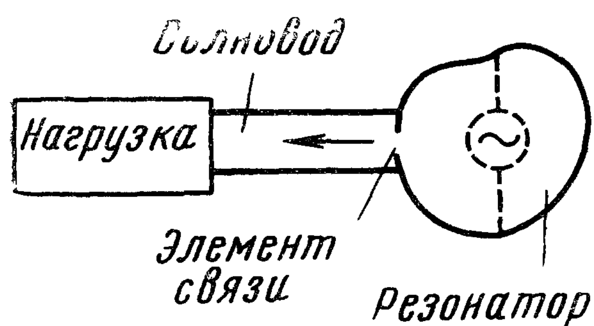


Рис. 9.6. К рассмотрению к. п. д. полого резонатора в схеме двухполюсника

Введем понятие *коэффициента полезного действия резонатора* $\eta_{рез}$, определяемого как отношение мощности, рассеиваемой в нагрузке, к полной рассеиваемой мощности:

$$\eta_{рез} = \frac{P_{расс\ нагр}}{P_{расс\ полн}}.$$

Величина $P_{\text{расс. полн}}$ равна сумме мощностей, рассеиваемых в нагрузке и в стенках рассматриваемого резонатора.

Используем выражения нагруженной и внешней добротностей (9.14) и (9.16). Определяя из них соответствующие значения рассеиваемой мощности, получаем:

$$\eta_{\text{рез}} = \frac{Q_{\text{н}}}{Q_{\text{вн}}}. \tag{9.20}$$

По уравнению (9.17) можно также записать:

$$\eta_{\text{рез}} = \frac{Q_0}{Q_0 - Q_{\text{вн}}} = 1 - \frac{Q_{\text{н}}}{Q_0}. \tag{9.21}$$

Уравнения (9.21) показывают, что для достижения большого коэффициента полезного действия при передаче энергии между контуром и нагрузкой желательно обеспечивать возможно более высокую собственную добротность и создавать сильную связь с нагрузкой, т. е. выбирать возможно более низкие нагруженную и внешнюю добротности. Резонатор должен работать в пересвязанном режиме.

Разумеется, на практике существуют пределы снижения добротностей $Q_{\text{н}}$ и $Q_{\text{вн}}$. Можно показать, что в случае генераторных приборов СВЧ ограничения связаны в первую очередь с падением мощности, отдаваемой электронным потоком, и с уменьшением стабильности частоты. С учетом этих ограничений типичная величина $Q_{\text{н}}$ в генераторах сантиметрового диапазона волн имеет порядок 200 при реально достижимой величине Q_0 порядка 1000—2000. Коэффициент полезного действия резонатора по (9.21) составляет в указанном случае 80—90%.

Иногда идут по пути дальнейшего снижения добротности $Q_{\text{н}}$ до величин порядка 10—20 при сохранении большой собственной добротности Q_0. Это бывает целесообразно, например, для получения широкого диапазона электронной настройки генераторов СВЧ, а также для расширения рабочей полосы частот сверхвысокочастотных усилителей.

Приведенные примеры показывают, что далеко не во всех случаях следует стремиться к обеспечению высоких реальных (нагруженных) добротностей, хотя достижение высоких собственных добротностей является желательным почти во всех встречающихся на практике случаях.

б. Трансформация проводимостей резонатора и нагрузки при изменении плоскости отсчета

Обратимся снова к полому резонатору произвольной конфигурации, возбужденному на одном виде колебаний и связанному с однородной передающей линией (волноводом) через идеальный трансформатор по схеме двухполюсника (рис. 9.7, *а*).

Предположим, что внутри резонатора отсутствуют источники сверхвысокочастотных колебаний и что сигнал, возбуждающий колебания в резонаторе, поступает со стороны линии. Частоту колебаний положим в точности равной резонансной частоте контура. Тогда отношение напряжений в сечениях *АА* и *ББ* на эквивалентной схеме определяется из сравнения собственной и внешней добротностей Q_0 и $Q_{вн}$. Обозначая через U_m и U'_m соответственно амплитуды напряжений $\dot{U}$ и $\dot{U}'$ в сечениях *АА* и *ББ* (см рис. 9.7, *б*), можно записать:

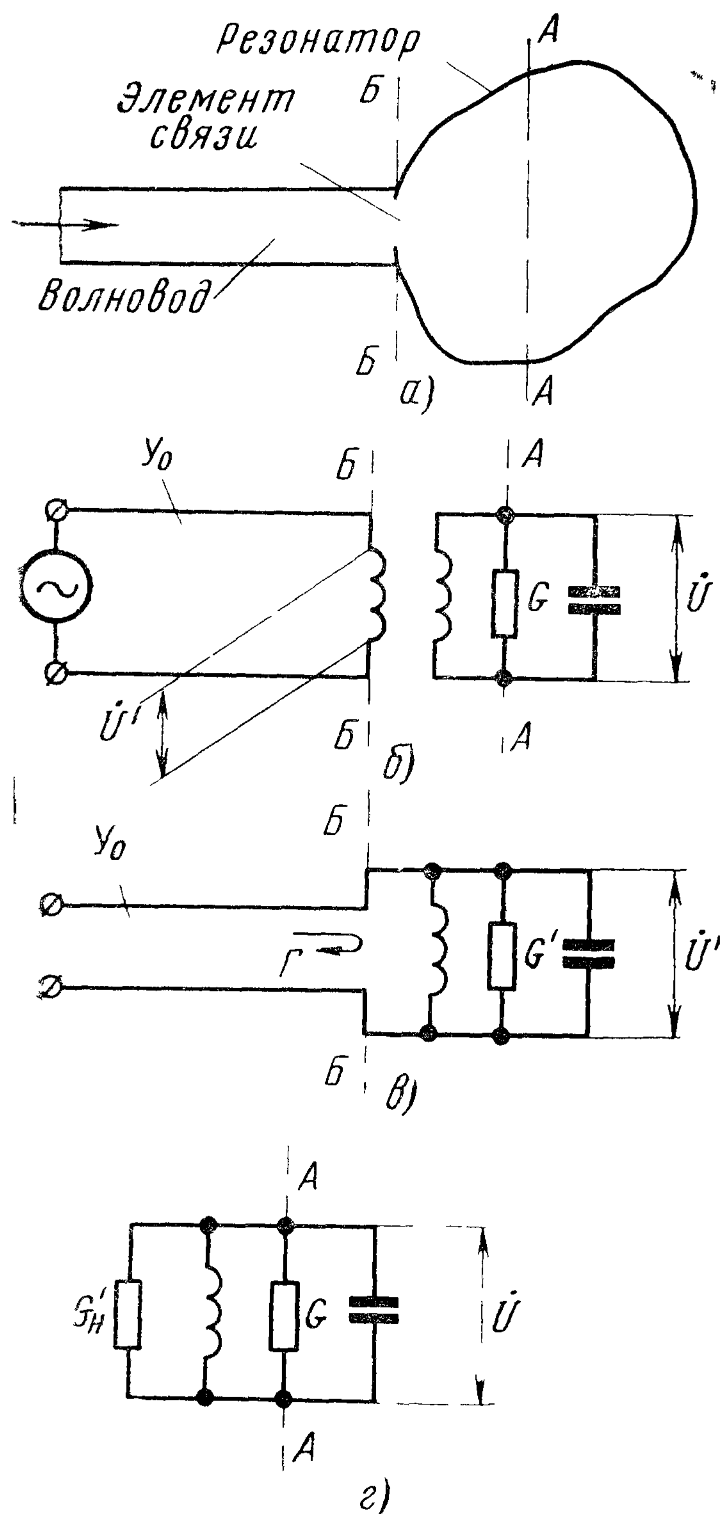


Рис. 9.7. Преобразования эквивалентной схемы полого резонатора, включенного по схеме двухполюсника

$$Q_0 = \omega_0 \frac{W_{нак}}{\frac{1}{2} U_m^2 G};$$

$$Q_{вн} = \omega_0 \frac{W_{нак}}{\frac{1}{2} \left(U'_m\right)^2 G_н}, \qquad (9.22)$$

где $G_н$ — активная проводимость нагрузки на зажимах *ББ*. Величина $G_н$ в случае согласованного генератора равна характеристической проводимости линии Y_0. Из (9.22) имеем:

$$\frac{U_m}{U'_m} = \sqrt{\frac{Q_{вн}}{Q_0} \frac{Y_0}{G}}. \qquad (9.23)$$

Полученное выражение характеризует коэффициент трансформации напряжения в эквивалентной схеме, изображенной на рис. 9.7, *б*. Отношение $\frac{U_m}{U'_m}$ может быть значительно больше единицы и увеличивается при ослаблении связи, т. е. при повышении $Q_{вн}$. Резонатор действует как *повышающий резонансный трансформатор*.

Определим коэффициент стоячей волны в линии, соединяющей генератор с полым резонатором, на резонансной частоте $\omega = \omega_0$. Для этого следует произвести трансформацию параметров контура из сечения *АА* во входное сечение *ББ*, т. е. привести эквивалентную схему к виду, изображенному на рис. 9.7, *в*.

Будем исходить из того, что все энергетические соотношения и добротности должны оставаться неизменными при переходе от одной эквивалентной схемы к другой. Величины Q_0 и $Q_{вн}$ для схемы, показанной на рис. 9.7, *в*, равны

$$Q_0 = \omega_0 \frac{W_{нак}}{\frac{1}{2} U_m'^2 G'}; \quad Q_{вн} = \omega_0 \frac{W_{нак}}{\frac{1}{2} U_m'^2 Y_0},$$

откуда

$$G' = Y_0 \frac{Q_{вн}}{Q_0}. \tag{9.24}$$

При резонансе реактивная проводимость резонатора равна нулю. Следовательно, найденная величина G' определяет полную проводимость резонатора в сечении *ББ* на частоте ω_0. Пользуясь условием (9.24), нетрудно найти коэффициент отражения на резонансной частоте полого резонатора:

$$\Gamma_{\omega=\omega_0} = \frac{Y_0 - G'}{Y_0 + G'} = \frac{1 - \frac{Q_{вн}}{Q_0}}{1 + \frac{Q_{вн}}{Q_0}}. \tag{9.25}$$

При критической связи, когда $Q_{вн} = Q_0$, $\Gamma = 0$ и величина КСВ в точности равна единице. Резонатор оказывается согласованным с передающей линией; вся мощность, поступающая от генератора, рассеивается внутри резонатора. Этот случай представляет интерес, например, при разработке входного резонатора усилительных приборов СВЧ диапазона*.

Если резонатор работает в режиме пересвязи или недосвязи, то величина КСВ в линии, соединяющей генератор с резонатором, всегда превышает единицу. Рассмотрим для примера случай, когда на конце линии включена «холодная» колебательная система магнетрона, имеющая внешнюю добротность, равную 300, при собственной добротности, равной 1000. Тогда по условию (9.24) активная проводимость резонатора G' в сечении *ББ*, выраженная в относительных единицах, равна 0,3. Следовательно, КСВ на резонансной частоте в данном случае составит около 3,3.

Таким образом, зная величины Q_0 и $Q_{вн}$, легко рассчитать степень согласования резонатора с передающей линией. Наоборот, измеряя КСВ, можно найти величины добротностей рассматриваемого резонатора. К этому вопросу придется вернуться в § 10.9, посвященном измерению параметров полых резонаторов.

Перейдем к последнему преобразованию эквивалентной схемы, изображенной на рис. 9.7, *б*, — трансформации проводимости нагрузки в плоскость *АА*, относительно которой определяется активная проводимость резонатора G (см. рис. 9.7, *г*). Такая трансформация бывает нужна, например, при расчете выходного полого резонатора генераторов и усилителей СВЧ. В данном случае удобно представить себе, что источник СВЧ колебаний находится внутри резонатора. Внешняя линия предполагается пассивной.

Используя снова условие неизменности величин добротностей при различных вариантах эквивалентной схемы (ср. рис. 9.7, *б, г*), нетрудно получить:

$$G'_н = G \frac{Q_0}{Q_{вн}}. \tag{9.26}$$

Суммарная активная проводимость резонатора и нагрузки в сечении *АА* оказывается равной

$$G_{полн} = G + G'_н = G\left(1 + \frac{Q_0}{Q_{вн}}\right). \tag{9.27}$$

---

* В резонаторах, используемых в электронных приборах, величина активной проводимости G должна определяться с учетом так называемой электронной нагрузки. Этот вопрос рассматривается во втором томе, посвященном электровакуумным приборам СВЧ.

Таким образом, доказана возможность перехода от эквивалентной схемы, изображенной на рис. 9.7,*б*, к любому из двух вариантов, показанных на рис. 9.7, *в*, и 9.7, *г*, если известны собственная и внешняя добротности полого резонатора.

в. К. п. д. резонатора и вносимые потери в схеме четырехполюсника

Описанный метод расчетов может быть распространен на более сложное включение резонатора по схеме четырехполюсника, изображенное на рис. 9.8. Подобная схема используется, например, во многих типах резонансных волномеров (см. гл. 10), в высокодобротных резонансных разрядниках защиты приемника и в ряде других случаев.

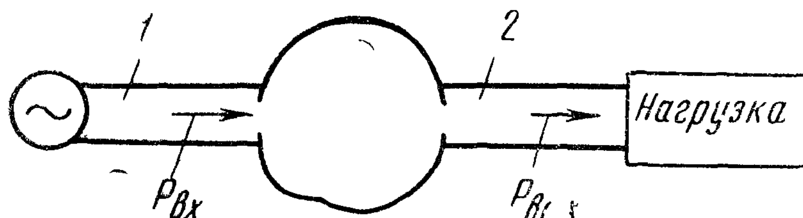


Рис. 9.8. Проходное включение полого резонатора (схема четырехполюсника)

При рассмотрении полых резонаторов, имеющих два элемента связи, оказывается необходимым раздельно рассматривать внешние (вносимые) добротности, определяемые связью со входной и выходной линиями. Нагруженная добротность в рассматриваемом случае определяется энергией, рассеянной в обеих присоединенных нагрузках:

$$Q_{н} = 2\pi \frac{W_{нак}}{(W_{расс.\ рез} + W_{расс.\ нагр\ 1} + W_{расс.\ нагр\ 2})_T}.$$

Введем понятия *входной* и *выходной* добротностей резонатора $Q_{вх}$ и $Q_{вых}$, каждая из которых является внешней добротностью резонатора в схеме двухполюсника, т. е. при отсутствии другого элемента связи. Из последнего уравнения можно написать:

$$\frac{1}{Q_{н}} = \frac{1}{Q_0} + \frac{1}{Q_{вх}} + \frac{1}{Q_{вых}}, \tag{9.28}$$

где

$$Q_{вх} = 2\pi \frac{W_{нак}}{(W_{расс.\ нагр\ 1})_T} = \omega_0 \frac{W_{нак}}{P_{расс.\ нагр.1}}; \tag{9.29}$$

$$Q_{вых} = 2\pi \frac{W_{нак}}{(W_{расс.\ нагр\ 2})_T} = \omega_0 \frac{W_{нак}}{P_{расс.\ нагр\ 2}}. \tag{9.30}$$

Обозначим через $P_{вх}$ мощность падающей волны, т. е. мощность, которая поступала бы от генератора в согласованную нагрузку, включенную на конце линии *1* вместо рассматриваемого резонатора. Часть этой мощности в общем случае может отражаться от входа резонатора; часть мощности должна рассеиваться внутри резонатора. Остальная мощность, которую будем обозначать через $P_{вых}$, поступает в согласованную нагрузку, включенную на конце выходной линии 2.

Коэффициент полезного действия резонатора на резонансной частоте в схеме, изображенной на рис. 9.8, можно рассматривать в виде

$$\eta_{рез} = \frac{P_{вых}}{P_{вх}}. \tag{9.31}$$

Будем называть *вносимыми потерями* величину

$$L = 10\ \lg \frac{P_{вх}}{P_{вых}} = 10\ \lg \frac{1}{\eta_{рез}}\ \textit{дб}. \tag{9.32}$$

Вносимые потери характеризуют, таким образом, отношение максимальной мощности, отдаваемой согласованным генератором в отсутствие рассматриваемого резонатора, к мощности, проходящей в согласованную нагрузку от того же генератора через полый резонатор при $\omega = \omega_0$.

Используя трансформацию параметров выходной нагрузки и резонатора, можно получить общее выражение для вносимых потерь любого полого резонатора, включенного по проходной схеме, независимо от типа и конкретной конструкции входной и выходной связей:

$$L = 10 \lg \frac{Q_{вх} Q_{вых}}{4 Q_{н}^{2}} \; дб \tag{9.33}$$

(вывод этого уравнения здесь опускается).

Произведем для примера расчет вносимых потерь полого резонатора, имеющего сравнительно низкую нагруженную добротность $Q_н = 200$ при собственной добротности $Q_0 = 2\,000$. Предположим, как это часто бывает на практике, что вход и выход резонатора симметричны, т. е. $Q_{вх} = Q_{вых}$. Тогда по уравнению (9.28) находим $Q_{вх} = 445$. Подставляя величины добротностей в (9.33), получаем: $L \cong 0{,}92$ *дб*. Таким образом, при сильной связи, т. е. при низких значениях $Q_{вх}$ и $Q_{вых}$, и при высокой собственной добротности Q_0 потери на проход при резонансной частоте могут быть невелики. Этот режим представляет интерес в случае резонансного разрядника защиты приемника, через который должен проходить с возможно меньшими «холодными» потерями сигнал, принимаемый радиолокационной станцией.

Иначе обстоит дело, если по каким-либо причинам требуется обеспечить возможно более высокую величину $Q_н$ (такая ситуация встречается в резонансных волномерах проходного типа). Положим для примера, что в прежнем резонаторе, обладающем собственной добротностью $Q_0 = 2\,000$, нагруженная добротность доведена путем ослабления связей до 1900. Если устройства связи симметричны, получаем: $Q_{вх} = Q_{вых} = 76\,000$. Вносимые потери по уравнению (9.33) достигают 26 *дб*.

При дальнейшем неограниченном уменьшении связи $Q_н \to Q_0$ и величина вносимых потерь стремится к бесконечности, хотя параметры самого резонатора Q_0 и G остаются неизменными. С физической точки зрения это объясняется ростом напряжения и тока в стенках резонатора, а также увеличением отражения от входа резонатора.

§ 9.7. ПОНЯТИЕ ОБ ЭХО-РЕЗОНАТОРЕ

Обратимся к затухающим свободным колебаниям резонансного контура (полого резонатора).

Если в контуре возбуждены электромагнитные колебания на частоте, совпадающей с резонансной частотой, и затем источник колебаний выключен, то амплитуда напряжения U_m в контуре начинает затухать по экспоненциальному закону

$$U_m = U_{m0} e^{-\delta t}, \tag{9.34}$$

где U_{m0} — начальная амплитуда колебаний; δ — коэффициент затухания и t — время.

Полная энергия, рассеиваемая за период в резонаторе и в нагрузке, равна

$$(W_{расс.\ полн.})_T = \frac{C U_{m0}^2}{2} - \frac{C}{2} (U_{m0} e^{-\delta T})^2 = \frac{C U_{m0}^2}{2} (1 - e^{-2\delta T}).$$

С другой стороны, по определению нагруженной добротности (9.14) имеем·

$$(W_{\text{расс. полн.}})_T = \frac{2\pi}{Q_{\text{н}}} W_{\text{нак}}.$$

Приравнивая последние два выражения, получаем:

$$\frac{2\pi}{Q_{\text{н}}} = 1 - e^{-2\delta T}.$$

Отсюда коэффициент затухания δ определяется в виде

$$\delta = -\frac{1}{2T} \ln \left(1 - \frac{\pi}{Q_{\text{н}}}\right) \qquad (9\ 35)$$

Представляет интерес постоянная затухания колебаний в контуре, т е. время, по истечении которого амплитуда колебаний уменьшается в e раз. В силу условий (9.34) и (9.35) имеем:

$$U_m = U_{m0}\ e^{\frac{1}{2T}\ln\left(1 - \frac{2\pi}{Q_{\text{н}}}\right) t}.$$

Полагая $t = \tau$ и $U_m = \frac{U_{m0}}{e}$, получаем:

$$\tau = -\frac{2T}{\ln\left(1 - \frac{2\pi}{Q_{\text{н}}}\right)}. \qquad (9.36)$$

Если резонатор имеет достаточно высокую добротность, то можно положить $\frac{2\pi}{Q_{\text{н}}} \ll 1$. Раскладывая знаменатель (9.36) в ряд и используя первый член, получаем:

$$\tau \cong \frac{2Q_{\text{н}}}{\omega_0}. \qquad (9.37)$$

Уравнение (9 37) характеризует скорость затухания колебаний в любой колебательной системе через ее нагруженную добротность и круговую резонансную частоту. Заметим попутно, что (9.37) дает возможность измерения больших значений $Q_{\text{н}}$ по продолжительности «звучания» резонатора при ударном возбуждении.

Затухающие колебания в полом резонаторе могут быть использованы для практических целей. Одним из применений является так называемый *эхо-резонатор*, служащий иногда в качестве упрощенного имитатора отраженных сигналов при наладке радиолокационных станций. Эхо-резонатор, включенный в высокочастотный тракт станции, возбуждается от импульса передатчика. После того, как импульс заканчивается, колебания в эхо-резонаторе продолжаются и поступают в приемник в течение некоторого времени. Таким образом, настройку приемника можно вести по сигналу эхо-резонатора, не прибегая к наблюдению целей.

Желательно, чтобы сигнал от эхо-резонатора поступал в течение хотя бы нескольких микросекунд по окончании импульса передатчика, так как приемник обладает конечным временем восстановления. Полагая рабочую длину волны равной 10 *см* и задаваясь постоянной затухания τ, равной 10 *мксек*, получаем по условию (9 37) величину $Q_{\text{н}}$, равную 100 000. Как

будет показано в дальнейшем, столь высокую величину нагруженной добротности нелегко реализовать даже с помощью лучших полых резонаторов. Во всяком случае, очевидно, что для эхо-резонаторов необходима возможно более высокая нагруженная добротность и, следовательно, еще более высокая собственная добротность.

Чтобы достичь большой величины $Q_н$, необходимо очень слабо связывать эхо-резонатор с высокочастотным трактом. Разумеется, вопросы коэффициента полезного действия не играют здесь сколько-нибудь существенной роли.

Настраиваемые эхо-резонаторы применяются не только при испытаниях импульсной радиолокационной аппаратуры, но и в непрерывном режиме в качестве высокодобротных резонансных волномеров. Чем больше величина $Q_н$, тем более острой является резонансная кривая эхо-резонатора и тем выше может быть точность отсчета при измерении длины волны.

Глава десятая

ОСНОВНЫЕ ТИПЫ И ПРИМЕНЕНИЕ ПОЛЫХ РЕЗОНАТОРОВ

§ 10.1. КРАТКИЙ ОБЗОР ТИПОВ ПОЛЫХ РЕЗОНАТОРОВ

Современные типы полых резонаторов можно разделить на следующие основные группы:

резонаторы, сводящиеся к *отрезкам коаксиальных линий,* возбужденных на волне типа ТЕМ;

резонаторы, которые можно рассматривать как *отрезки однородных волноводов,* например, волноводов прямоугольного и круглого сечений;

резонаторы *квазистационарного типа,* имеющие явно выраженные емкость и индуктивность. К последней группе можно отнести, в частности, тороидальные резонаторы и некоторые типы резонаторов, применяемых в магнетронах.

Кроме отмеченных трех групп, известны другие типы полых резонаторов, не сводящиеся к отрезкам однородных передающих линий СВЧ или к контурам с сосредоточенными постоянными. Некоторые резонаторы занимают промежуточное положение между указанными группами.

Методы конкретного расчета полых резонаторов оказываются весьма различными. Ниже приводятся некоторые соображения, позволяющие наметить общий подход к расчету простейших резонаторов. Основное внимание уделяется расчету резонансной длины волны или резонансной частоты полого резонатора в зависимости от его геометрических размеров.

§ 10.2. РЕЗОНАТОРЫ КОАКСИАЛЬНОГО ТИПА

а. Общие соображения

Полые резонаторы, изображенные на рис. 10.1, можно трактовать как отрезки однородной коаксиальной линии, открытые или закороченные на концах либо содержащие сосредоточенные емкости. Эквивалентная схема подобных резонаторов показана на рис. 10.2, *а*. Отрезок однородной коаксиальной линии на этой схеме представлен двухпроводной линией, на концах которой включены комплексные сопротивления Z_1 и Z_2.

Обозначим через φ_1 и φ_2 углы, на которые напряжение отраженной волны отстает от напряжения падающей волны при отра-

жении от оконечных нагрузок Z_1 и Z_2. Пусть геометрическая длина однородной линии равна l. Фазовую постоянную обозначим в общем случае, как обычно, через $\beta=\frac{2\pi}{\lambda_в}$. Тогда волна, распространяющаяся направо от плоскости AA (рис. 10.2, *а*), приходит

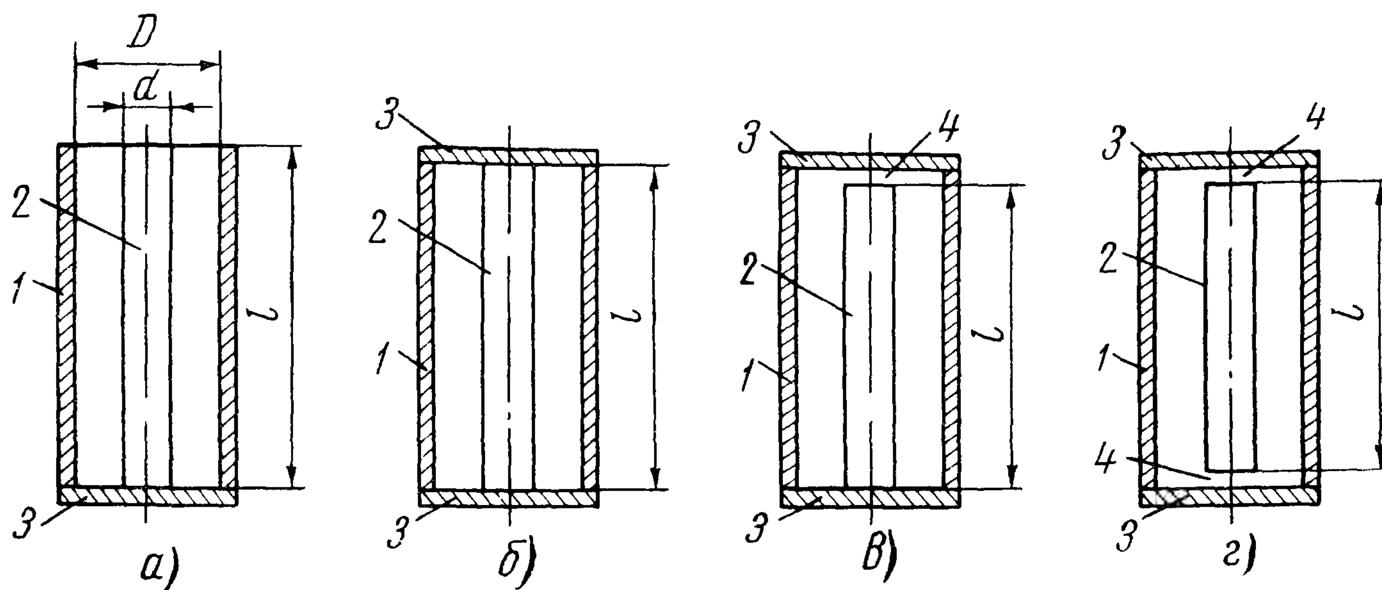


Рис. 10.1. Полые резонаторы, рассматриваемые как отрезки коаксиальных линий

а — четвертьволновый резонатор; *б* — полуволновый резонатор; *в* — резонатор типа коаксиальной линии, нагруженной на емкость; *г* — коаксиальный резонатор, нагруженный на две емкости.
1 — наружный проводник коаксиальной линии, *2* — внутренний проводник; *3* — короткозамыкающая пластина; *4* — область сосредоточенной емкости

в плоскость $ББ$ со сдвигом фазы, равным βl. При отражении от сопротивления Z_2 фаза отстает на величину φ_2. Волна, приходящая справа в плоскость AA, имеет сдвиг фазы, равный $2\beta l+\varphi_2$. После отражения от сопротивления Z_1 отставание волны по фазе составляет $2\beta l+\varphi_1+\varphi_2$.

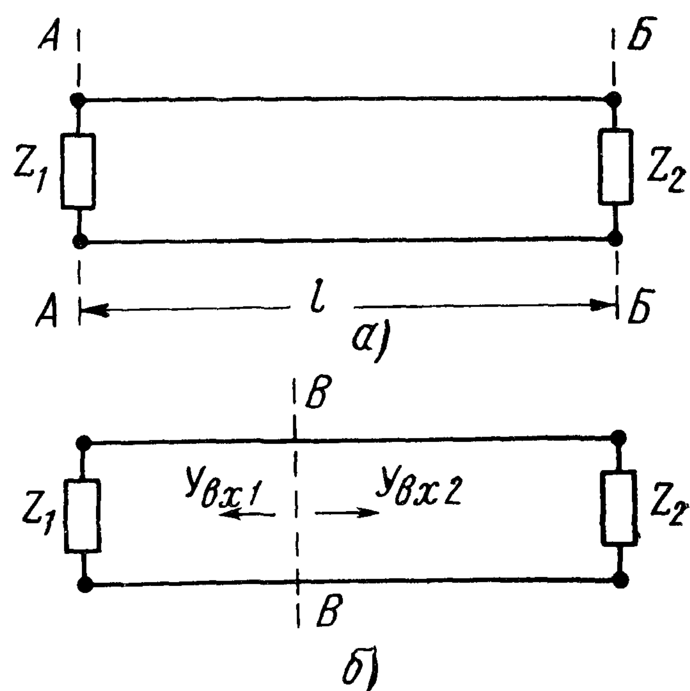


Рис. 10.2. Обобщенная эквивалентная схема резонаторов, изображенных на рис. 10.1

Условием резонанса является синфазное сложение волн в любом сечении линии. Следовательно, полный сдвиг по фазе должен быть кратен 2π, т. е.

$$\varphi_1+\varphi_2+2\beta l=2\pi n, \qquad (10.1)$$

где $n=1, 2, 3...$

Обозначим через λ_0 резонансную длину волны рассматриваемого резонатора, то есть длину волны в свободном пространстве, при которой амплитуда колебаний внутри резонатора резко возрастает (при отсутствии потерь стремится к бесконечности). Величину λ_0 можно найти с помощью условия

(10.1), зная фазы φ_1 и φ_2 и длину l, а также (в случае дисперсии) зная критическую длину волны линии при рассматриваемом типе волны.

Для определения резонансной длины волны λ_0 часто используют другой общий метод, основывающийся на том, что при резонансе реактивная проводимость всякой колебательной системы равна нулю. Рассечем мысленно резонатор в произвольном сечении *ВВ*, как показано на рис. 10.2, *б*, и рассмотрим полные входные проводимости каждой из частей $Y_{вх.1}$ и $Y_{вх.2}$. Обозначим через $B_{вх.1}$ и $B_{вх.2}$ мнимые части величин $Y_{вх.1}$ и $Y_{вх2}$, т. е. реактивные входные проводимости каждой из частей резонатора. В соответствии с критериями аппроксимации полого резонатора параллельным колебательным контуром (см. § 9.3) при $\omega=\omega_0$ можно записать:

$$B_{вх.1}+B_{вх.2}=0. \qquad (10.2)$$

Полученные обобщенные условия (10.1) и (10.2) могут быть применены ко всем системам, сводящимся к схеме, показанной на рис. 10.2. Это позволяет в ряде случаев миновать непосредственное решение уравнений поля и использовать результаты общей теории передающих линий СВЧ, полученные в гл. 2, 3 и 4.

б. Четвертьволновый коаксиальный резонатор

Рассмотрим подробнее полый резонатор, изображенный на рис. 10.1, *а* и состоящий из металлического цилиндра (наружного проводника), по оси которого расположен круглый металлический стержень. В одном из направлений по оси резонатор ограничен металлическим диском, контактирующим как с наружным, так и с внутренним проводниками. Другой конец резонатора открыт в окружающее пространство.

Для нахождения низшего вида колебаний в рассматриваемом резонаторе достаточно обратиться к волне низшего типа ТЕМ в коаксиальной линии. Сводя резонатор к эквивалентной длинной линии, открытой на одном конце и закороченной на другом конце, можно применить полученное ранее обобщенное условие резонанса (10.1).

Короткозамкнутому концу резонатора соответствует фаза отражения волны φ_1, равная π; для открытого конца $\varphi_2=0$, в результате

$$\pi+2\beta l=2\pi n; \quad n=1, 2, 3...$$

Будем считать, что резонатор имеет вакуумное (воздушное) наполнение. Подставляя $\beta=k=\frac{2\pi}{\lambda}$, имеем:

$$\frac{4l}{\lambda}=2n-1.$$

Если длина резонатора l задана и требуется определить резонансную длину волны λ_0, то из последнего выражения получаем:

$$\lambda_0 = \frac{4l}{2n-1}. \qquad (10.3)$$

Наоборот, для заданной длины волны λ легко найти длину резонатора $l_{рез}$, соответствующую резонансу:

$$l_{рез} = \frac{\lambda}{4}(2n-1). \qquad (10.4)$$

Такие же уравнения можно получить из рассмотрения входной проводимости резонатора. Выберем для простоты в качестве плоскости отсчета BB, показанной на рис. 10.2, *б*, открытый конец резонатора. Условие (10.2) при отсутствии потерь в стенках резонатора дает:

$$B_{вх} = -\frac{1}{Z_c}\operatorname{ctg}\frac{2\pi l}{\lambda} = 0, \qquad (10.5)$$

где Z_c — характеристическое (волновое) сопротивление коаксиальной линии. Нетрудно видеть, что из (10.5) непосредственно вытекают уравнения (10.3) и (10.4).

Согласно (10.4), наименьшая длина резонатора соответствует случаю $n=1$ и равна $\frac{\lambda}{4}$. Отсюда и происходит название *четвертьволновый резонатор*, находящее широкое применение на практике. Помимо резонанса, характеризующегося числом $n=1$, возможны другие виды колебаний при $n=2$, 3, 4..., когда по длине резонатора укладываются $\frac{3}{4}\lambda, \frac{5}{4}\lambda$ и т. д. Распределение поля в резонаторе при видах колебаний $n=1$ и $n=2$ показано на рис. 10.3.

В выражения (10.3) и (10.4) не входят размеры поперечного сечения резонатора — диаметры D и d, указанные на рис. 10,1, *а*. Их величина, однако, ограничивается условием отсутствия высших типов волн в коаксиальной линии, т. е.

$$\frac{\pi}{2}(D+d) < \lambda_0. \qquad (10.6)$$

Диаметры D и d, помимо условия (10.6), определяют потери в стенках резонатора и, следовательно, влияют на величины активной проводимости G и собственной добротности Q_0. Можно показать, что наибольшей величине Q_0 соответствует отношение $\frac{D}{d}$, равное 3,6. Однако при отклонении отношения $\frac{D}{d}$ от

указанной величины в пределах $\frac{D}{d} \sim 2,5 - 6,0$ уменьшение добротности Q_0 является незначительным.

Недостатком четвертьволнового резонатора, изображенного на рис. 10.1,*а*, является излучение энергии из открытого конца. Излучение легко устранить, сделав наружную трубу резонатора длиннее внутреннего стержня, как показано на рис. 10.4,*а*. Длина

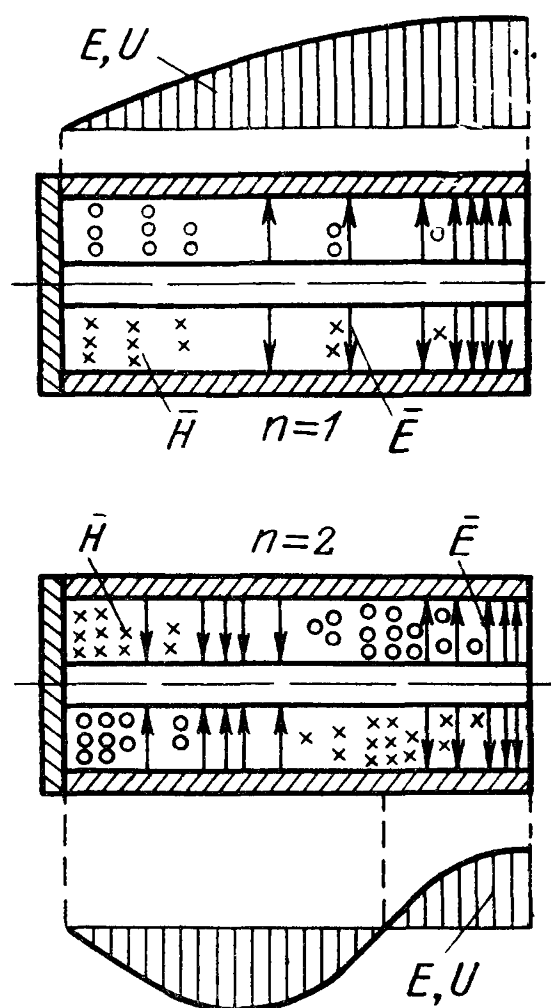


Рис. 10.3. Структура и эпюры поля в четвертьволновом коаксиальном резонаторе при видах колебаний $n=1$ и $n=2$.

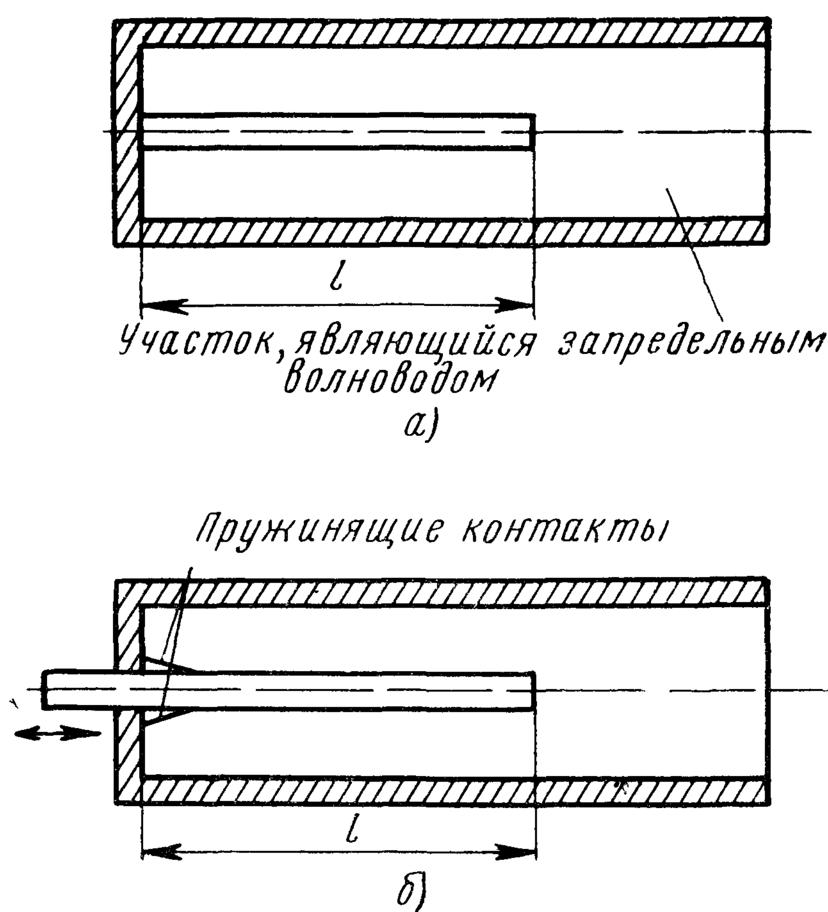


Рис. 10.4. Особенности конструктивного выполнения четвертьволновых резонаторов

l внутреннего стержня несколько отличается от $\frac{\lambda}{4}$, так как сказывается небольшая реактивная входная проводимость запредельного волновода.*

Механическая перестройка резонансной длины волны λ_0 четвертьволнового резонатора легко осуществляется изменением длины l внутреннего проводника. Ввиду того, что в стенках резонатора на короткозамкнутом конце имеется пучность продольного высокочастотного тока, необходимо обеспечивать хоро-

---

* Эта проводимость имеет емкостный характер, так как запредельный волновод возбуждается на волне типа ТМ. Применяя условие (10.2), можно найти, что длина l оказывается немного меньше четверти длины волны в свободном пространстве. В этом отношении рассматриваемый резонатор отчасти сходен с резонатором типа коаксиальной линии, нагруженной на емкость, рассматриваемым ниже в § 10.2, г.

щий контакт между корпусом и передвигаемым внутренним проводником. Обычно с этой целью используются пружинящие контакты, схематически показанные на рис. 10.4,*б*.

в. Полуволновый коаксиальный резонатор

Обратимся к полому резонатору, изображенному на рис. 10.1,*б*. Этот резонатор сводится к коаксиальной линии, замкнутой на обоих концах, и может мыслиться как комбинация двух четвертьволновых полых резонаторов, соединенных открытыми концами.

Условие резонанса может быть получено из общих соотношений (10.1) или (10.2). Имея в виду, что $\varphi_1=\varphi_2=\pi$, получаем:

$$2\pi + 2\beta l = 2\pi n; \qquad n = 1, 2, 3...,$$

откуда

$$\beta l = \pi(n-1); \quad \lambda_0 = \frac{2l}{n'}, \tag{10.7}$$

где $n'=1$, 2, 3... Число n' определяет вид колебаний т. е. количество полуволн, укладывающихся при резонансе вдоль оси резо-

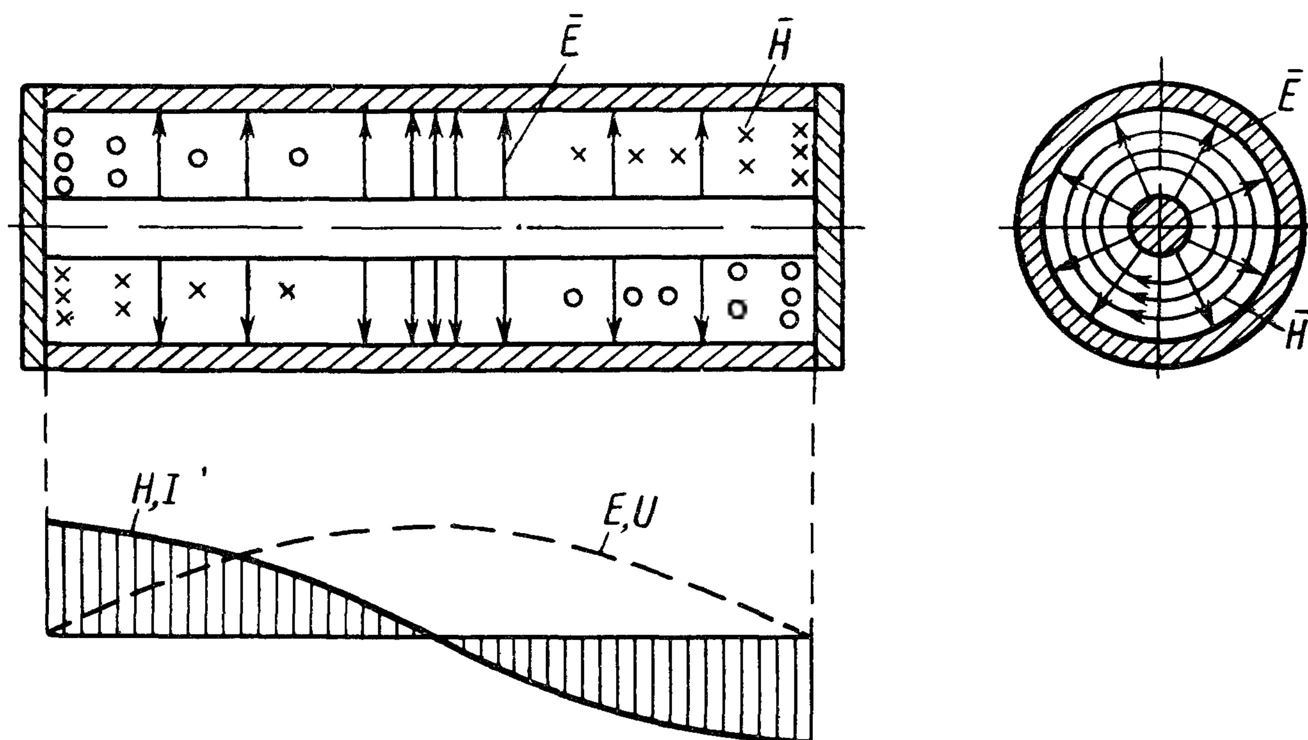


Рис. 10.5. Структура и эпюры высокочастотного поля, тока и напряжения в полуволновом резонаторе при низшем виде колебаний ($n'=1$)

натора. С этим и связано название *полуволновый резонатор*. Структура поля в полуволновом резонаторе при $n'=1$ показана на рис. 10.5.

Перестройка полуволнового резонатора, т. е. изменение резонансной длины волны λ_0, может производиться с помощью поршня, как показано на рис. 10.6. Выбор диаметров наружного

и внутреннего проводников D и d производится с учетом соотношения (10.6).

Основной областью применения полуволновых и четвертьволновых коаксиальных резонаторов являются резонансные волномеры СВЧ диапазона, рассматриваемые в § 10.3.

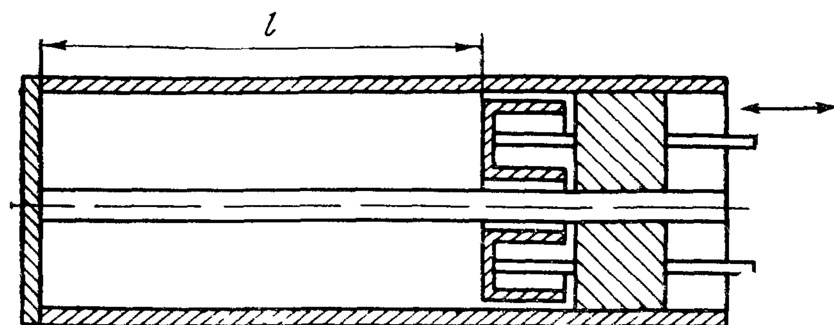


Рис. 10.6. Перестройка коаксиального полуволнового резонатора с помощью передвижного дроссельного поршня

г. Резонатор типа коаксиальной линии, нагруженной на емкость

Во многих случаях встречаются резонаторы, сходные с полуволновым и четвертьволновым резонаторами, но имеющие узкий зазор между крышкой и торцом внутреннего проводника (рис. 10.1, *в, г*). Наиболее часто используют резонатор, изображенный на рис. 10.1 *в*, носящий название резонатора *типа коаксиальной линии, нагруженной на емкость*. Структура поля в этом резонаторе при низшем виде колебаний показана на рис. 10.7.

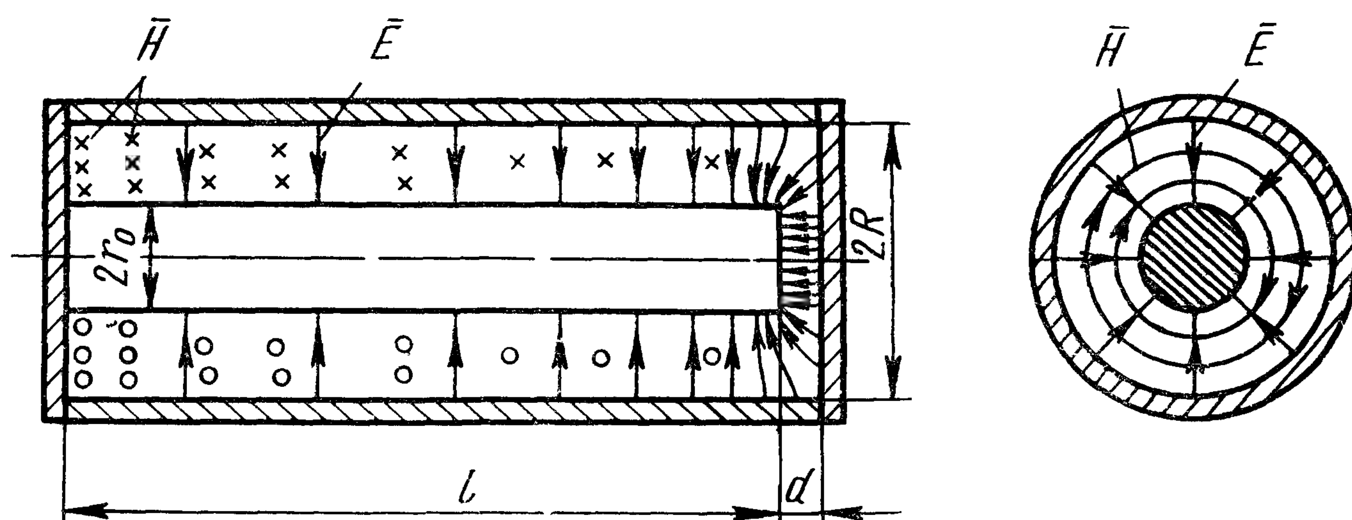


Рис. 10.7. Структура поля в резонаторе типа коаксиальной линии, нагруженной на емкость, при низшем виде колебаний

Расчет резонатора будем вести, считая емкость на торце сосредоточенной, как показано на эквивалентной схеме на рис. 10.8, *а*. Тогда удобно применить условие резонанса (10.2) и, рассекая резонатор на две части, приравнять нулю сумму реактивных проводимостей конденсатора и отрезка длинной линии в точках *аб* (рис. 10.8, *б*):

$$\omega C - \frac{1}{Z_c} \operatorname{ctg} \frac{\omega l}{c} = 0, \qquad (10.8)$$

где C — сосредоточенная емкость на конце резонатора; c — фазовая скорость волны типа ТЕМ в линии, равная в случае вакуумного наполнения скорости света.

Уравнение (10.8), определяющее резонансную частоту $\omega = \omega_0$, является трансцендентным и может быть решено лишь численными или графическими методами. На рис. 10.9 построены соответствующие графики при $l = \mathrm{const}$. Точки пересечения прямой $B = \omega C$ и котангенсоиды $-B = \frac{1}{Z_c} \operatorname{ctg} \frac{\omega l}{c}$ дают собственные ча-

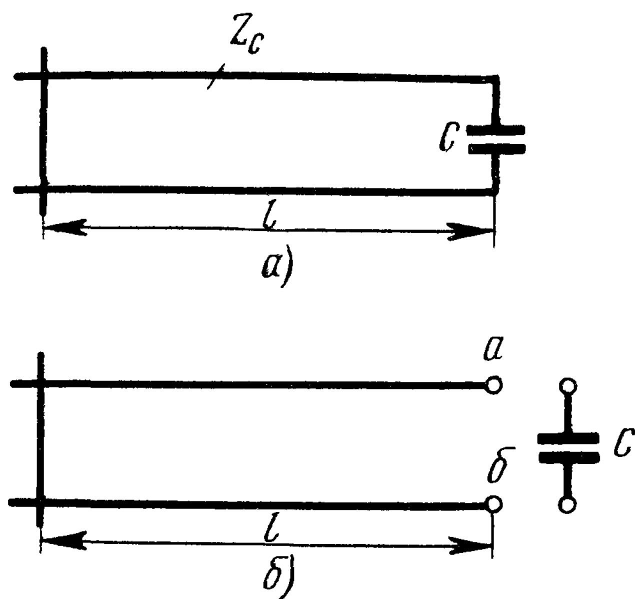


Рис. 10.8. Эквивалентная схема резонатора типа коаксиальной линии, нагруженной на емкость

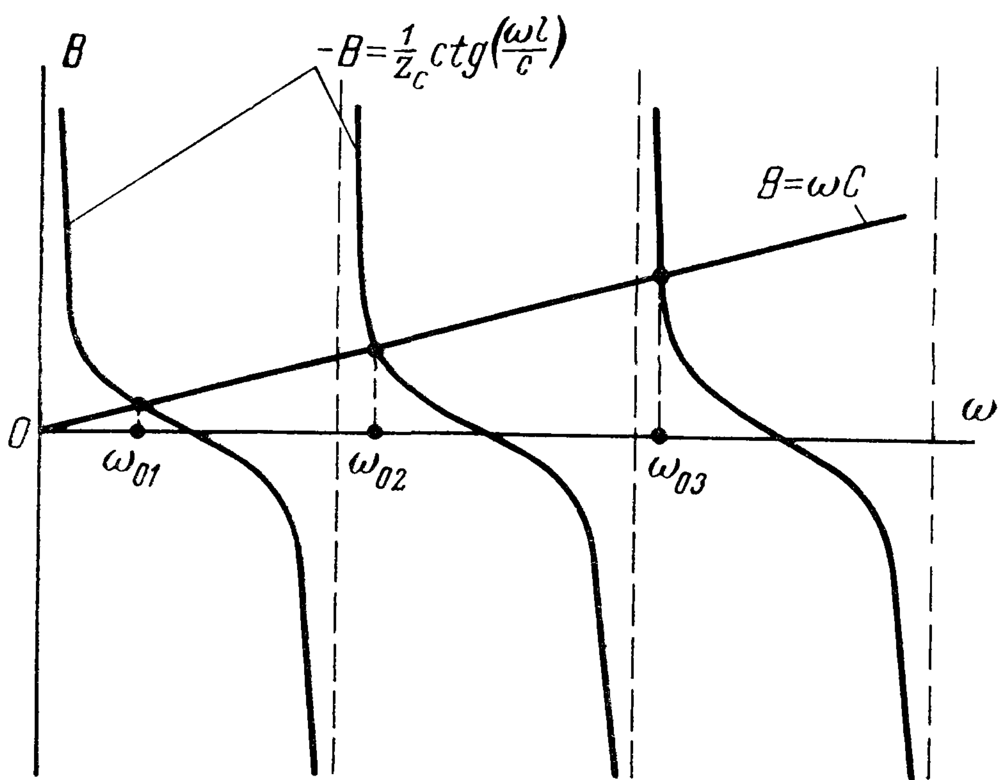


Рис. 10.9. Графическое решение уравнения (10.8) для определения резонансных частот полого резонатора типа коаксиальной линии, нагруженной на емкость, при $l = \mathrm{const}$

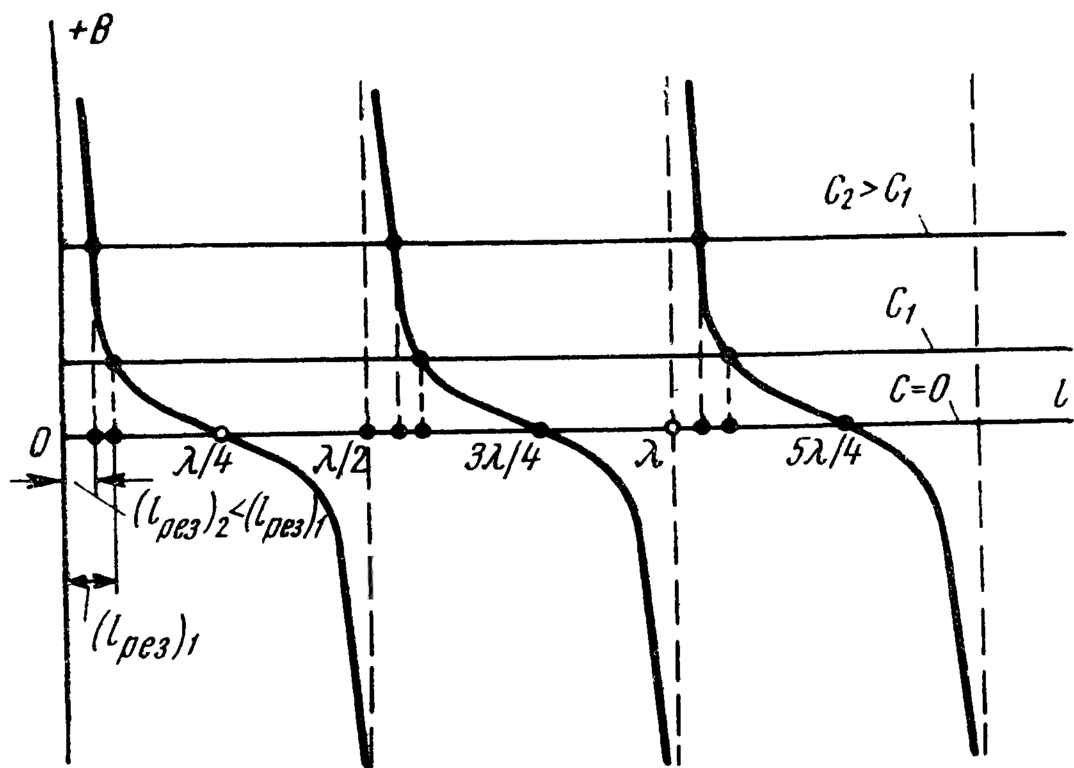


Рис. 10.10. Определение длины резонатора, необходимой для резонанса на заданной длине волны, при трех значениях емкости C

стоты резонатора ω_{01}, ω_{02}, ω_{03} и т. д. Как и в случае четвертьволнового и полуволнового резонаторов, имеется бесконечное множество видов колебаний.

Представляет интерес рис. 10.10, где показаны те же реактивные проводимости в зависимости от длины коаксиальной части резонатора l при нескольких фиксированных значениях емкости C. Точки пересечения котангенсоиды с прямыми $C=\text{const}$ определяют длину коаксиальной линии $l_{рез}$, при которой происходит резонанс на заданной длине волны λ. При исчезающе малых значениях емкости C длина резонатора приближается к $\frac{\lambda}{4}$, $\frac{3\lambda}{4}$, $\frac{5\lambda}{4}$ и т. д., т. е. совпадает с длиной четвертьволнового резонатора. Чем больше емкость C, тем меньшая длина линии требуется для резонанса при каждом из видов колебаний (см. рис. 10.10). Действие емкости сводится, таким образом, к укорочению длины резонатора при заданной длине волны. Ввиду этого емкость на конце резонатора называется *укорачивающей*.

С увеличением укорачивающей емкости собственная добротность резонатора Q_0 уменьшается, а активная проводимость G увеличивается. Это нетрудно понять, если принять во внимание увеличение накопленной в резонаторе электрической энергии. Соответствующее увеличение энергии магнитного поля создается за счет увеличения тока, протекающего в стенках резонатора, что и вызывает рост джоулевых потерь. Таким образом, добротность укороченного резонатора всегда ниже добротности аналогичного четвертьволнового резонатора. Заметим, что собственная добротность всех коаксиальных резонаторов уменьшается при увеличении числа вариаций поля вдоль оси резонатора.

Перестройка. резонансной длины волны резонаторов типа коаксиальной линии, нагруженной на емкость, может осуществляться двумя способами:

емкостный способ, заключающийся в изменении укорачивающей емкости за счет регулирования ширины зазора при неизменной длине резонатора;

индуктивный способ, заключающийся в изменении длины коаксиального участка резонатора при неизменной укорачивающей емкости.

На рис. 10.11 схематически показаны соответствующие устройства для перестройки резонансной волны. Наибольшее применение находит индуктивный способ. Поршни, необходимые для изменения длины резонаторов, делаются обычно дроссельными одного из типов, рассмотренных в § 8.2. На практике используются как низший вид колебаний в резонаторе $\left(l \leqslant \frac{\lambda}{4}\right)$, так и следующие за ним виды, для которых по длине резонатора имеются две, три и т. д. вариации поля. Виды колебаний, отличные от ТЕМ, практического применения не находят.

Несмотря на уменьшение собственной добротности, резонаторы типа коаксиальной емкости, нагруженной на емкость, используются в резонансных волномерах (см. § 10.3), главным образом в диапазонах дециметровых и метровых волн. На длинных волнах такие резонаторы имеют достаточно малые габариты в сравнении с четвертьволновыми и полуволновыми резонаторами.

Наиболее существенно применение рассматриваемых полых резонаторов в сочетании с электровакуумными приборами СВЧ — триодами, тетродами и клистронами. Электроды ламп являются

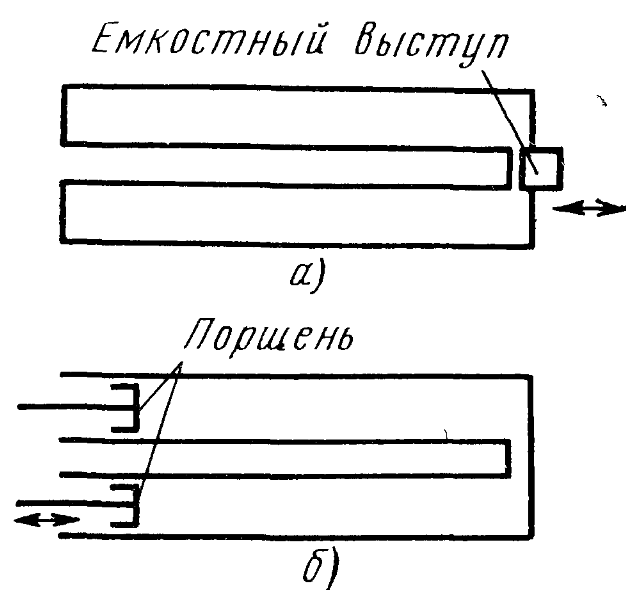


Рис. 10.11. Емкостная (*а*) и индуктивная (*б*) настройки резонатора типа коаксиальной линии, нагруженной на емкость

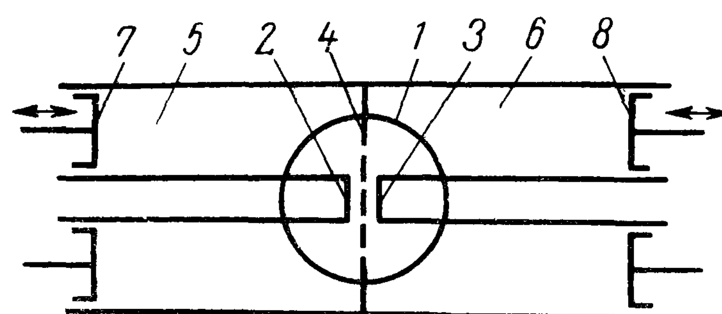


Рис. 10.12. Схема включения двух коаксиальных резонаторов с укорачивающей емкостью в триодном генераторе или усилителе СВЧ

1 — вакуумная оболочка триода, *2* — плоский катод; *3* — плоский анод, *4* — дисковый вывод сетки, *5*, *6* — анодно-сеточный резонатор, *7*, *8* — настроечные поршни

Вывод энергии, устройства для разделения постоянных напряжений и другие детали на рисунке не показаны

непосредственно частью оболочки полого резонатора. Емкость, находящаяся на конце резонатора, является междуэлектродной емкостью.

Идея и осуществление органического слияния электровакуумных приборов с полыми резонаторами принадлежат Н. Д. Девяткову, разработавшему вместе со своими сотрудниками в 1938—1941 гг. ряд конструкций сверхвысокочастотных триодов. Упрощенная схема триодного генератора и усилителя с двумя полыми резонаторами показана на рис. 10.12 (подробно эта схема анализируется во второй части курса). Триод имеет плоские электроды и малые междуэлектродные расстояния; выводы электродов имеют вид дисков или цилиндров. Первый резонатор нагружен на емкость катод-сетка. Второй резонатор имеет на конце емкость сетка-анод. Перестройка каждого из резонаторов, необходимая для настройки генератора или усилителя на требуемую длину волны и для регулировки обратной связи, осуществляется поршнями. Эта схема широко применяется в настоящее время и дает возможность генерировать и усиливать колебания вплоть

до частот порядка 7—10 *Ггц*. Конструкция триодов приспосабливается для сопряжения с полыми резонаторами.

Резонатор типа коаксиальной линии, нагруженной на емкость, используется иногда также в сочетании с отражательными клистронами. С помощью этого резонатора можно получить широкий диапазон механической перестройки частоты генерируемых колебаний — порядка 50% и более от средней частоты.

В некоторых типах маломощных пролетных клистронов находят применение коаксиальные полые резонаторы с двумя укорачивающими емкостями (см. рис. 10.1,*г*). Роль сосредоточенных емкостей здесь играют плоские зазоры, имеющиеся между торцами внутреннего проводника и металлическими наружными крышками резонатора. Расчет резонансной длины волны подобных резонаторов может быть без труда выполнен читателем по аналогии с проведенным выше расчетом. Очевидно, что при низшем виде колебаний длина внутреннего проводника составляет меньше половины длины волны в свободном пространстве, на которой должен быть получен резонанс.

§ 10.3. ПРИМЕНЕНИЕ КОАКСИАЛЬНЫХ РЕЗОНАТОРОВ В РЕЗОНАНСНЫХ ВОЛНОМЕРАХ

Основной областью использования полуволновых и четвертьволновых резонаторов, а также отчасти резонаторов с укорачивающей емкостью, являются резонансные волномеры малой и средней точности.

Принцип резонансного волномера диапазона сверхвысоких частот не отличается от принципа обычного резонансного волномера, используемого в радиотехнике на более низких частотах. Полый резонатор играет роль настраиваемого эталонного колебательного контура. Измерение длины волны и частоты сводится к нахождению резонанса путем изменения резонансной длины волны эталонного контура.

В зависимости от способа включения контура и индикатора, указывающего резонанс, различают два варианта схемы резонансного волномера:

включение контура *на проход*, когда резонанс отмечается по максимуму сигнала, проходящего в индикатор (рис. 10.13,*а*);

абсорбционное включение контура (применяется также название «включение на отсос»), характеризующееся минимумом проходящего сигнала при резонансе (рис. 10.13, *б*).

Длина линии, ответвляющейся к контуру в абсорбционном волномере, в случае параллельного включения выбирается равной примерно четверти длины волны*. При этом большое входное

---

* Если резонатор включается в линию последовательно, то длина ответвления должна быть равна нулю или целому числу полуволн.

сопротивление контура при резонансе трансформируется в низкое сопротивление, шунтирующее линию в точках *аб* (см. рис. 10.13, *б*). Сигнал, проходящий в индикатор, уменьшается за счет частичного отражения волны от точек *аб* и частичного поглощения высокочастотной энергии в резонаторе волномера.

Связь коаксиального резонатора с коаксиальной линией осуществляется, как правило, индуктивным способом через петлю. Иногда используется также штыревая связь. Расположение возбуждающего элемента относительно резонатора легко выбрать, используя описанные выше принципы связи с волноводами (§ 5.1).

Пример выполнения петлевой связи показан на рис. 10.14. Чем меньше размеры петли и чем дальше она находится от короткозамкнутого конца резонатора, тем слабее связь резонатора со входной линией и с индикатором и, следовательно, тем больше величина нагруженной добротности $Q_н$. Последняя задает остроту резонансных кривых, показанных на рис. 10.13, и тем самым определяет точность отсчета длины волны. Вместе с тем, как было показано в § 9.6, в, ослабление связи и приближение величины $Q_н$ к собственной добротности Q_0 приводит к росту вносимых потерь. В результате уменьшается мощность, проходящая

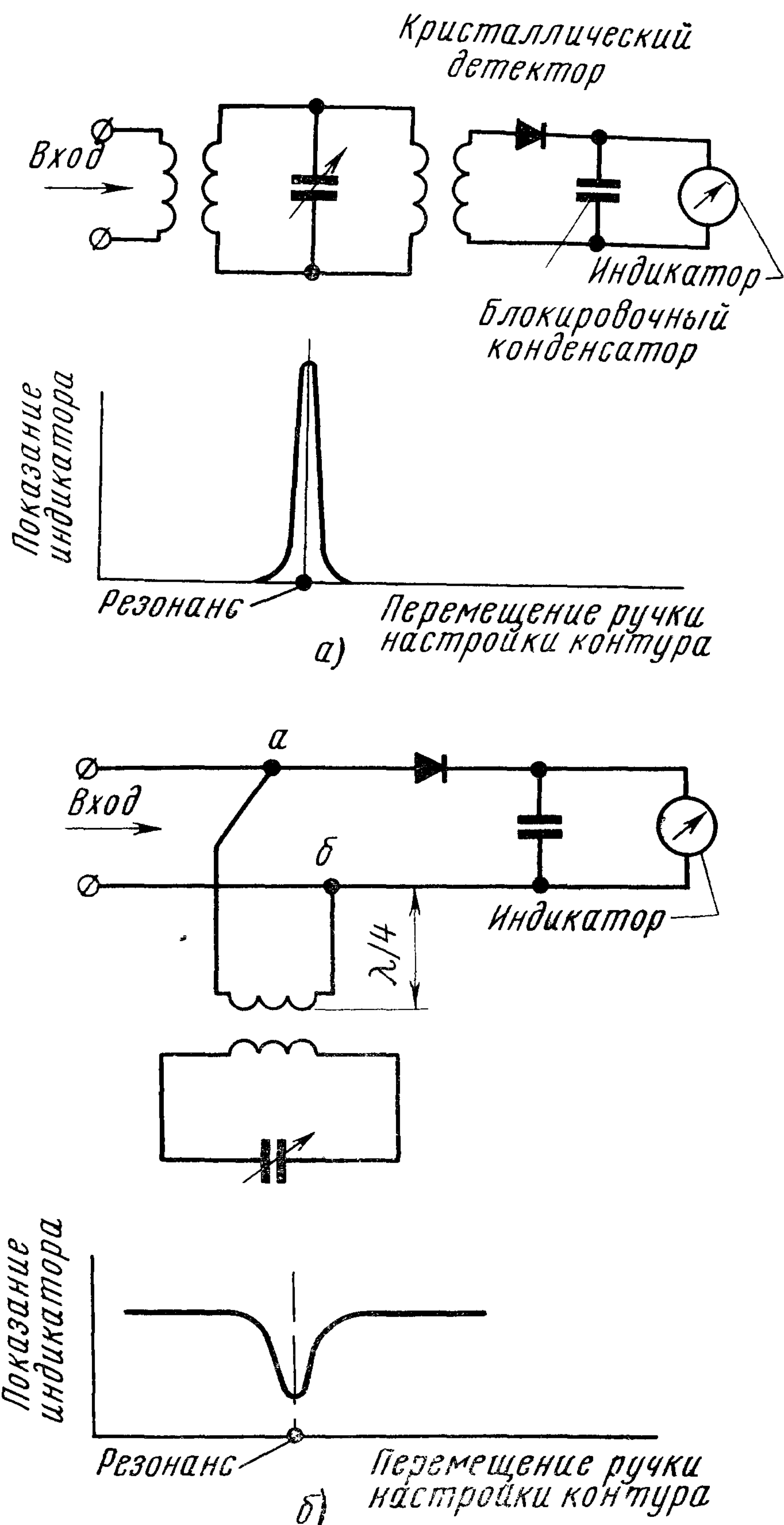


Рис. 10.13. Эквивалентные схемы и показания индикаторов резонансных волномеров проходного (*а*) и абсорбционного (*б*) типов

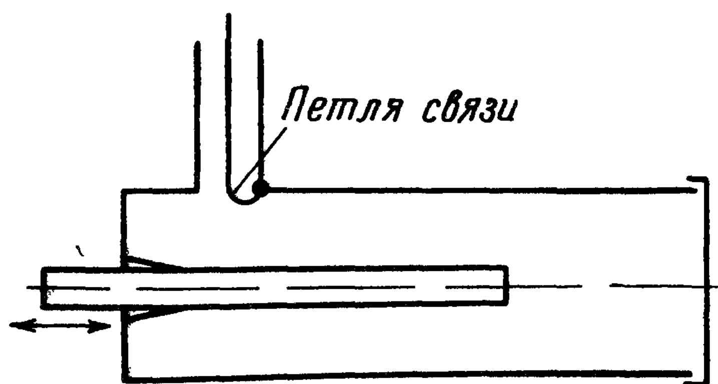


Рис. 10.14. Связь четвертьволнового резонатора с коаксиальной линией при помощи петли

в индикатор при проходной схеме, а также уменьшается глубина «провала» в сигнале при абсорбционной схеме волномера. Выбор связи приходится делать из компромисса между указанными факторами. Обычно удается обеспечить величину $Q_н$ коаксиальных резонаторов порядка 1000—4000.

В качестве индикатора в резонансных волномерах большей частью используют кристаллический детектор, соединенный с микроамперметром постоянного тока. При измерениях в импульсном режиме выход детектора обычно переключается на осциллограф.

Волномеры с резонатором типа коаксиальной линии, нагруженной на емкость, а также с четвертьволновым резонатором, нуждаются в предварительной градуировке, т. е. в нахождении опытным путем зависимости $\lambda_0=f(l)$. Градуировка должна вестись по другому эталонному волномеру.

Принципиально можно применить к четвертьволновому резонатору условие (10.4) с тем, чтобы найти два значения длины $l_{рез}$, соответствующие резонансам на двух соседних видах колебаний, например, $n=1$ и $n=2$. Тогда при одной и той же длине волны генерируемых колебаний λ можно записать:

$$l_{рез\,1}=\frac{\lambda}{4}+\Delta l;\ l_{рез\,2}=\frac{3\lambda}{4}+\Delta l,$$

где Δl — изменение геометрической длины внутреннего проводника резонатора, соответствующее влиянию запредельного волновода и элементов связи. Находя разность длин $l_{рез\,2}$ и $l_{рез\,1}$, получаем:

$$\lambda=2\,(l_{рез\,2}-l_{рез\,1}). \tag{10.9}$$

В общем случае

$$\lambda=2\,[(l_{рез})_n-(l_{рез})_{n-1}], \tag{10.10}$$

где $(l_{рез})_n$ и $(l_{рез})_{n-1}$ — любые два значения длины внутреннего проводника, соответствующие резонансам на соседних видах колебаний.

Таким образом, в принципе возможно абсолютное измерение длины волны с помощью четвертьволнового резонатора, не требующее предварительной градуировки по другому волномеру. Однако использовать на практике четвертьволновый резонатор неудобно даже при $l\sim\frac{3\lambda}{4}$, так как длинный внутренний проводник имеет опору только на одном конце. Для четвертьволнового

резонатора выбирают обычно вид колебаний, при котором $l \cong \frac{\lambda}{4}$, и, следовательно, предусматривают необходимость градуировки волномера.

Полуволновый коаксиальный резонатор с передвижным поршнем можно без особых затруднений использовать не только при виде колебаний $n'=1$, но и при $n'=2$ и выше. В силу этого градуировка полуволнового волномера оказывается излишней. Отсчет длины волны λ производится по двум-трем отсчетам резонанса путем непосредственного измерения разности длин $(l_{рез})_n$ и $(l_{рез})_{n-1}$. Искомая длина волны находится по соотношению (10.10). Таким образом, полуволновый волномер с несколькими отсчетами обеспечивает *абсолютное* измерение длины волны.

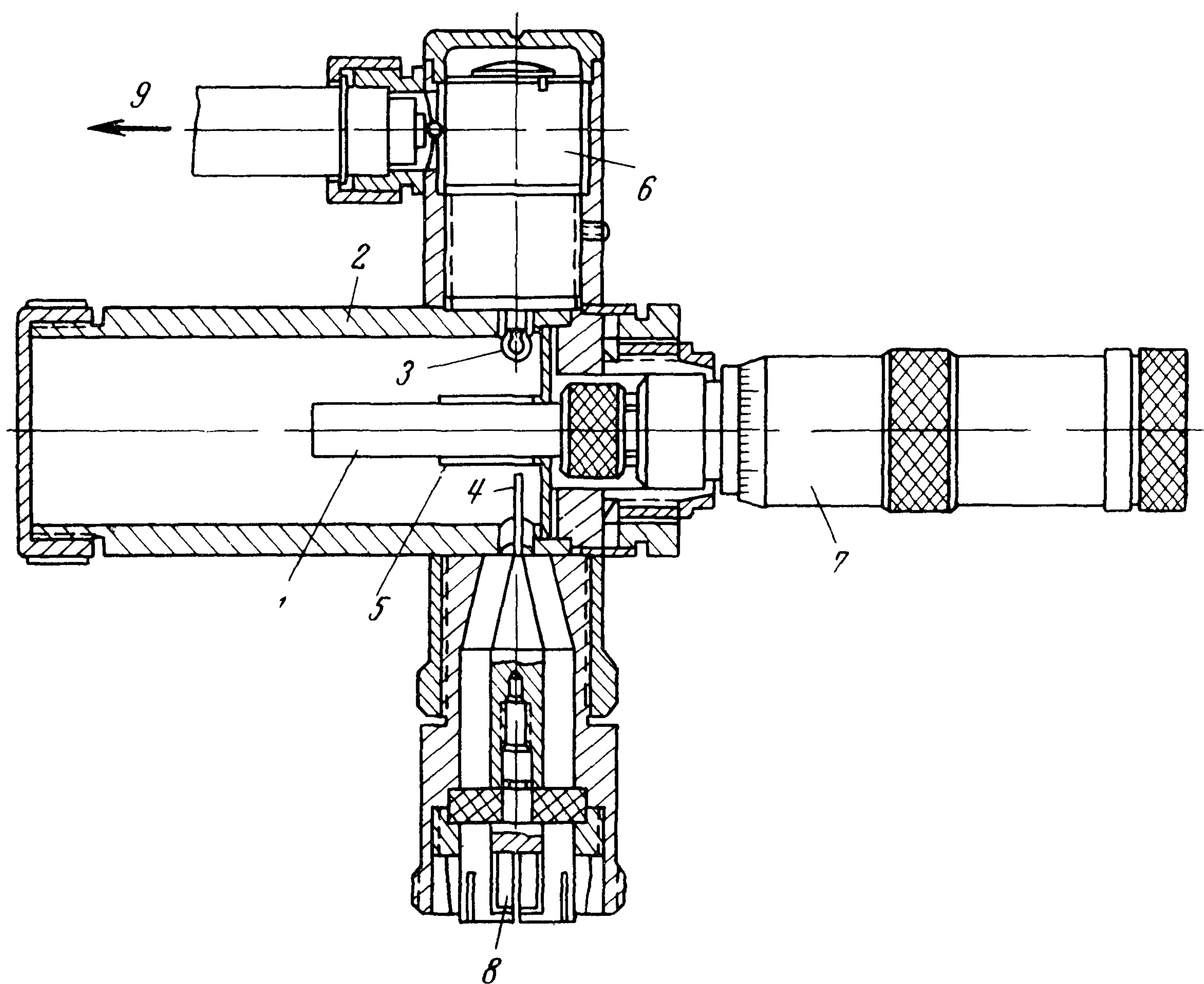


Рис. 10.15. Конструкция коаксиального четвертьволнового резонатора с двумя элементами связи для волномера диапазона 8—12 *см*

1 — передвижной внутренний проводник, *2* — наружный проводник, *3* — выходная петля; *4* — входной штырь, *5* — пружинящие контакты, *6* — патрон с детектором; *7* — микрометрическая головка, *8* — высокочастотный вход, *9* — выход к микроамперметру

Коаксиальные волномеры полуволнового и четвертьволнового типов применяются вплоть до 3-*см* диапазона волн и обеспечивают точность отсчета длины волны порядка 0,1—0,05%. Типичный диапазон измерений волномера составляет, например, от 8 до 12

или от 2,8 до 3,8 *см*. Пример устройства резонатора проходного волномера четвертьволнового типа с одним отсчетом показан на рис. 10.15.

Точность измерения длины волны с помощью калиброванных резонансных волномеров зависит, в числе других факторов, от температуры окружающей среды. В самом деле, нагрев полого резонатора приводит к небольшому увеличению его линейных размеров. Резонансная длина волны λ_0 пропорциональна линейным размерам (в случае четвертьволнового резонатора — длине внутреннего стержня). Следовательно, изменение резонансной длины волны $\Delta\lambda_0$ и изменение линейного размера резонатора Δl связаны соотношением

$$\frac{\Delta\lambda_0}{\lambda_0} = \frac{\Delta l}{l} = \alpha_l\,(t - t_0),$$

где α_l — температурный коэффициент линейного расширения;

t — рабочая температура, t_0 — температура, при которой производилась калибровка волномера.

Полагая приращение температуры $(t—t_0)$ равным 1° С и переходя от длины волны к частоте, можно ввести понятие *температурного коэффициента частоты* полого резонатора, сокращенно ТКЧ. Величина ТКЧ имеет размерность мегагерц на градус и в простейшем случае определяется из условия

$$\text{ТКЧ} = \frac{\Delta\nu_0}{\Delta t} = -\alpha_l\nu_0 \qquad (10\,11)$$

Величина α_l имеет для большинства металлов порядок $(1 - 2)\cdot 10^{-}$ $\frac{1}{\textit{град}}$ (см. приложение 3).

Для волномеров средней и малой точности величина ТКЧ в большинстве случаев не играет существенной роли, так как точность подобных волномеров не превосходит 0,05%. Однако во многих других случаях приходится обращать серьезное внимание на температурный дрейф параметров полых резонаторов.

С целью ослабления влияния температуры на резонансную частоту полых резонаторов, применяемых в волномерах и в других устройствах, иногда идут по пути применения металлов с низким коэффициентом расширения, например инвара. В специальных случаях, если это позволяют условия, прибегают к термостатированию полого резонатора. Другой возможный путь заключается в выборе такой конструкции резонатора, при которой происходит частичная компенсация температурных эффектов. Это важно, например, при разработке некоторых электровакуумных приборов СВЧ, где требуется обеспечить высокую стабильность частоты генерируемых колебаний.

Для повышения точности отсчета длины волны абсолютными резонансными волномерами иногда учитывают, что относительная диэлектрическая проницаемость воздуха точно не равна единице и зависит от давления, температуры и относительной влажности. Исследования показывают, что в диапазоне длин волн от 3 до 10 *см* величина ε сухого воздуха при комнатной температуре и нормальном давлении составляет около 1,00055. Таким образом, в уравнениях (10.9) и (10.10) можно ввести поправочный множитель, примерно равный 1,00025.

Помимо применения в волномерах, коаксиальные резонаторы используются в качестве резонансных дросселей. Пример четвертьволнового дросселя, предотвращающего утечку высокочастотной энергии, приводился на рис. 8.27.

§ 10.4. ПРИЗМАТИЧЕСКИЕ ПОЛЫЕ РЕЗОНАТОРЫ

а. Однородный призматический резонатор

Расчет простейшего призматического резонатора (рис. 10.16,*а*) удобно вести, рассматривая его как прямоугольный волновод, закороченный на обоих концах. В этом случае применимо общее условие резонанса (10.1). Произвольно полагая размер l длиной волновода и принимая размеры a, b за его поперечное сечение, получаем:

$$l = p\frac{\lambda_в}{2}, \qquad (10.12)$$

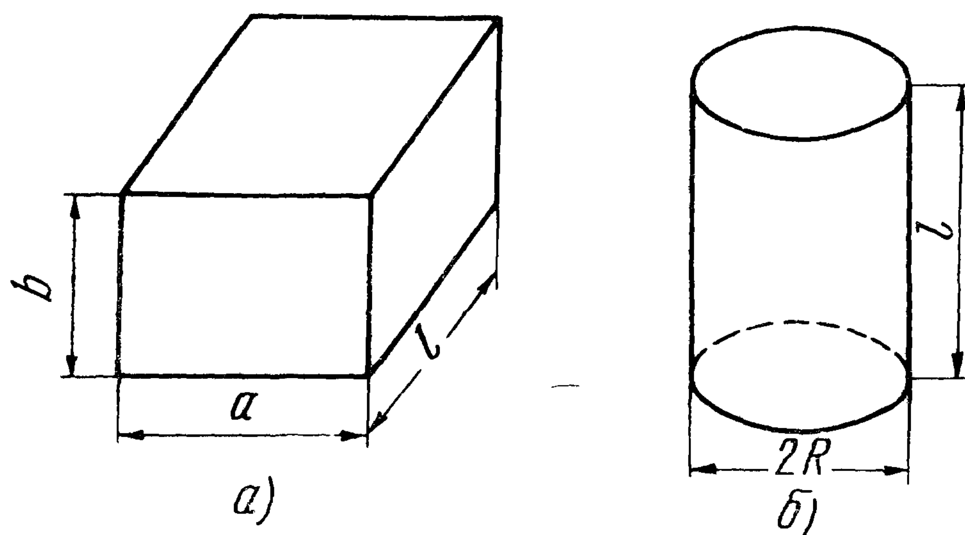


Рис. 10.16. Призматический и цилиндрический полые резонаторы

где $p=1, 2, 3...$ Это условие сходно с уравнением полуволнового коаксиального резонатора (10.7). Призматический резонатор можно трактовать как *волноводный резонатор полуволнового типа.*

Используя соотношение

$$\lambda_в = \frac{\lambda}{\sqrt{1-\left(\frac{\lambda}{\lambda_{кр}}\right)^2}},$$

справедливое для любого однородного волновода с вакуумным наполнением, получаем важное уравнение

$$\lambda_0 = \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{\lambda^2_{кр}}+\frac{p^2}{4l^2}}}. \qquad (10.13)$$

Это выражение применимо ко всякому полому резонатору, который сводится к однородному волноводу, замкнутому на обоих концах. Подставляя в (10.13) уравнение критической длины волны прямоугольного волновода (3.78), имеем:

$$\lambda_0 = \frac{2}{\sqrt{\frac{m^2}{a^2}+\frac{n^2}{b^2}+\frac{p^2}{l^2}}}. \qquad (10.14)$$

В уравнении (10.14), определяющем резонансную длину волны призматического полого резонатора, все три размера a, b, l входят

на равных основаниях. Тем самым разрешается вопрос о произволе при первоначальной трактовке резонатора.

Непосредственное решение волнового уравнения для призматического резонатора, аналогичное решению для прямоугольного волновода, дает результаты, совпадающие с (10.14). Таким образом, уравнение (10.14) может быть использовано для точных расчетов призматических резонаторов, если отсутствуют неоднородности внутри резонатора или в его стенках.

В прямоугольном волноводе возможны волны типов E_{mn} и H_{mn}. Следовательно, в призматическом резонаторе существуют резонансы видов E_{mnp} и H_{mnp}. Индекс p соответствует числу полуволн, укладывающихся по длине резонатора, т. е. имеет тот же смысл, что и индексы m и n.

Известно, что индексы m и n для волн в прямоугольном волноводе могут при некоторых условиях принимать нулевые значения. Может ли индекс p также обращаться в нуль, т. е. возможны ли виды колебаний E_{mn0} и H_{mn0} в призматическом резонаторе? Положив в выражении (10.13) $p=0$, получаем $\lambda_0=\lambda_{кр}$, т. е. резонанс должен иметь место при частоте, в точности равной критической частоте волновода при тех же значениях индексов m и n. Но при $\lambda=\lambda_{кр}$ поле не может иметь вариаций вдоль оси волновода, поскольку $\lambda_в \to \infty$. Поэтому при наличии в некотором сечении волновода поперечной идеально проводящей стенки все поперечные составляющие электрического поля должны обратиться в нуль в любом сечении. Поскольку при волнах тип TE $E_z \equiv 0$, все составляющие поля оказываются равными нулю. Следовательно, для видов колебаний TE_{mnp} величина p не может принимать нулевых значений. При волнах же типа TM в волноводе $E_z \neq 0$, и поле внутри резонатора не обращается в нуль даже при $p=0$. Таким образом, вполне возможны виды колебаний TM_{mn0} в призматическом полом резонаторе.

Рассмотренное условие относится не только к призматическим, но и к любым другим полым резонаторам, сводящимся к отрезкам однородных волноводов. Следует отметить, что равенство $\lambda_0=\lambda_{кр}$ при $p=0$ может быть использовано не только при рассмотрении полых резонаторов, но и для определения критической длины волны волноводов сложного профиля. Этот вопрос затрагивался в § 5.8, а в связи с обсуждением свойств ребристых волноводов. Физическая сущность резонанса в поперечном сечении волновода была пояснена также в § 2.8 при рассмотрении парциальных волн.

Возвратимся к однородному призматическому полому резонатору. Главный интерес представляет вид колебаний, для которого резонансная длина волны является наибольшей. При $l>a>b$ низший вид характеризуется индексами $m=1$, $n=0$, $p=1$. Такой вид колебаний имеет обозначение H_{101} или TE_{101} и имеет структуру поля, показанную на рис. 10.17. Эта структура получается из известной структуры волны типа H_{10} в прямоугольном волноводе,

рассмотренной в гл. 3. Для резонатора в отличие от волновода, возбужденного в режиме бегущей волны, характерен сдвиг на $\frac{\lambda_в}{4}$ между поперечными составляющими электрического и магнитного полей. Наличие такого сдвига вытекает из существования чисто стоячей волны. Перенос энергии в каком-либо направлении отсутствует, т. е. векторное произведение [EH] равно нулю.

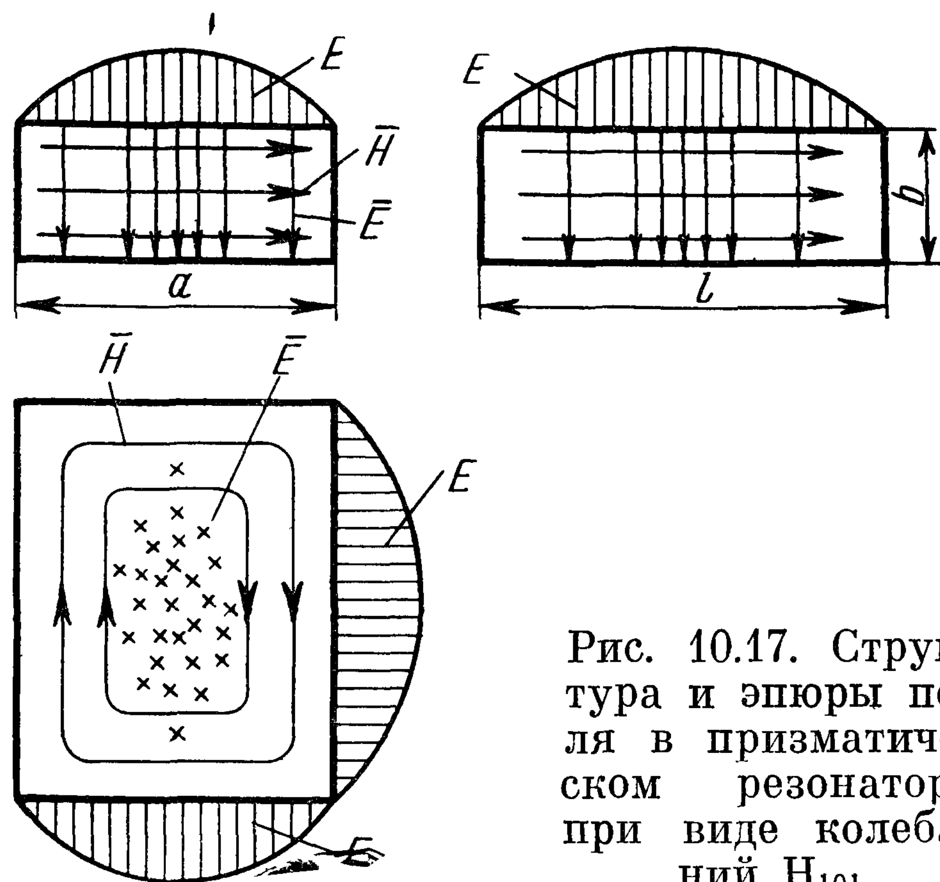


Рис. 10.17. Структура и эпюры поля в призматическом резонаторе при виде колебаний H_{101}

Резонансная длина волны вида H_{101}, определяемая из уравнения (10.14), оказывается численно равной критической длине волны типа E_{11} в прямоугольном волноводе, поперечное сечение которого имеет размеры a и l. С учетом структуры поля, показанной на рис. 10.17, резонанс вида H_{101} можно трактовать как резонанс вида E_{110}.

Высшие виды колебаний, помимо рассмотренного низшего вида H_{101} или E_{110}, большого интереса не представляют. Исключение составляют лишь случаи, когда по длине резонатора укладываются две или большее число полуволн (виды колебаний H_{102}, H_{103} и т. д.). Структура поля этих видов в специальных пояснениях не нуждается. Расчет соответствующих резонансных длин волн без труда производится по уравнению (10.14).

Собственная добротность однородного призматического резонатора при виде колебаний H_{101} может быть сделана достаточно высокой — порядка 10^4. Для вычисления величины Q_0 по (9.5) используются уравнения волны типа H_{10} в прямоугольном волноводе, приведенные в § 3.3. В качестве примера можно привести результаты резонатора кубической формы. При $a=b=l$ уравнение (9.5, а) дает:

$$Q_0 = \frac{\lambda}{\delta} \cdot \frac{1}{3\sqrt{2}}. \qquad (10.15)$$

Полагая стенки резонатора выполненными из меди и принимая $\lambda=\lambda_0=10$ *см*, получаем: $a=7{,}07$ *см*; $\delta=1{,}22\cdot10^{-4}$ *см*, откуда $Q_0=18\,800$. Практически при описанных условиях можно получить $Q_0\approx10\,000$. Большую роль играет чистота обработки стенок резонатора, качество контактов и т. д.

Призматические резонаторы находят некоторое применение в резонансных волномерах, рассматривавшихся в § 10.3 на примере коаксиальных полых резонаторов. Перестройка резонансной длины волны осуществляется передвижным поршнем.

Помимо призматического резонатора полуволнового типа, можно мыслить четвертьволновый призматический резонатор, открытый на одном конце. В отличие от четвертьволнового коаксиального резонатора, однако, избавиться от излучения здесь нельзя. В результате нагруженная добротность четвертьволнового резонатора оказывается очень низкой. Применять четвертьволновые призматические резонаторы удается лишь в специальных случаях, когда требуется особенно низкая нагруженная добротность. Одним из таких применений является газоразрядный прибор — широкополосный разрядник блокировки передатчика, о котором говорилось в § 6.7 (см. рис. 6.33). Величина $Q_н$ разрядника с четвертьволновым резонатором составляет порядка 3—6.

б. Призматические резонаторы с укорачивающей емкостью и с реактивными диафрагмами

Иногда призматические резонаторы снабжаются укорачивающей емкостью, расположенной в центре резонатора, как показано на рис. 10.18,*а*. Укорачивающей емкостью может являться междуэлектродная емкость электровакуумного прибора, например клистрона. Перестройка длины волны генерируемых колебаний может осуществляться в широких пределах путем одновременного перемещения двух поршней (рис. 10.18, *б*). Длина l полого резонатора, содержащего емкость, должна быть меньше, чем следует из уравнения (10.14) при виде колебаний H_{101}.

На практике часто используются призматические резонаторы, у которых входная и выходная линии, не показанные на рис. 10.16, *а*, 10.17 и 10.18, *а*, выполнены из прямоугольного волновода с теми же размерами поперечного сечения, которые имеет сам резонатор. Схема устройства такого резонатора, связанного с одним волноводом через индуктивную диафрагму, изображена на рис. 10.19, *а*.

Для расчета резонансной длины волны рассматриваемого резонатора удобно использовать эквивалентную схему, изображенную на рис. 10.19, *б*. Через jB обозначена реактивная проводимость диафрагмы в относительных единицах, рассматривавшаяся в § 6.4. Используя общее условие резонанса (10.2) и приравнивая нулю сумму реактивных проводимостей в сечении *аб* на рис. 10.19, *б*, можно записать:

$$B-\operatorname{ctg}\frac{2\pi l}{\lambda_в}=0,$$

откуда

$$\lambda_0=\frac{1}{\sqrt{\frac{1}{\lambda_{кр}^2}+\left(\frac{\operatorname{arc\,ctg} B}{2\pi l}\right)^2}}. \qquad (10.16)$$

Полагая, что энергия, рассеиваемая внутри резонатора, изображенного на рис. 10.19, много меньше энергии, рассеиваемой в нагрузке, можно получить с помощью (9.18) следующее выражение для нагруженной добротности резонатора:

$$Q_{\text{н}} = \frac{1}{2}(1+B^2)\frac{\operatorname{arc\,ctg} B}{1-\left(\frac{\lambda_0}{\lambda_{\text{кр}}}\right)^2}. \tag{10.17}$$

Подобным же образом могут быть рассмотрены призматические полые резонаторы проходного типа, на обоих концах которых включены реактивные диафрагмы. Расчет резонансной длины волны и размеров таких резо-

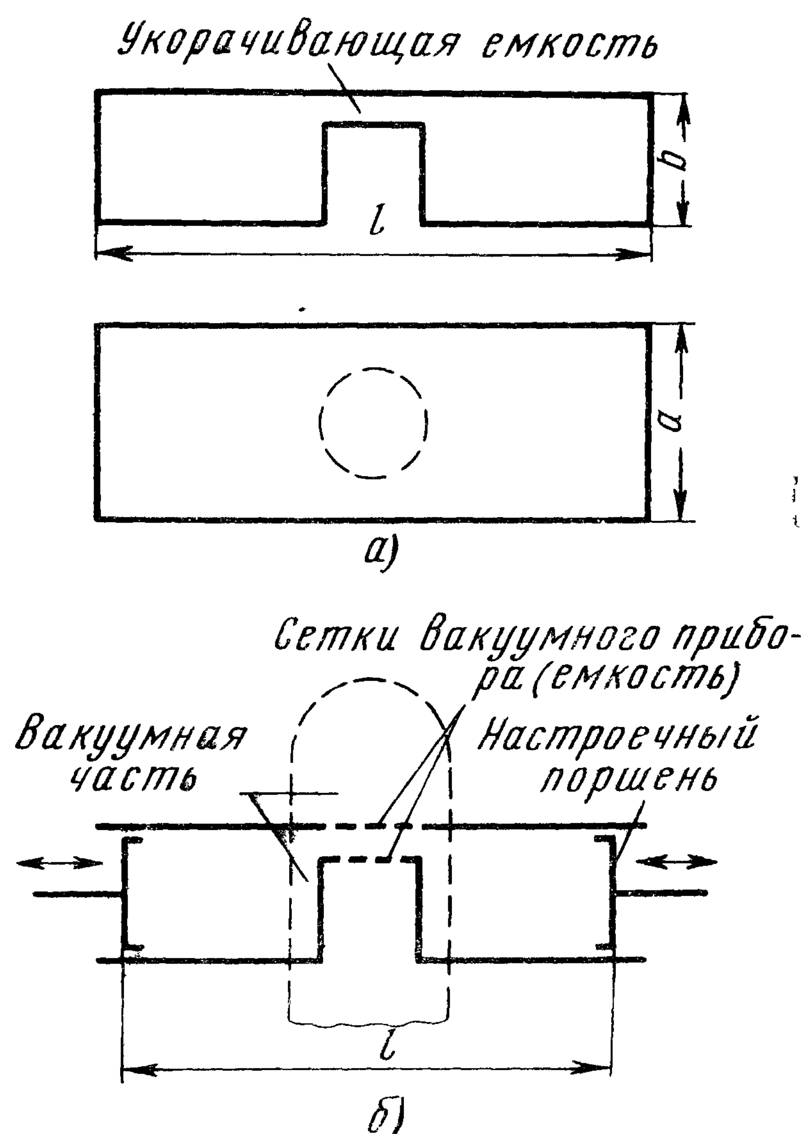


Рис. 10.18. Призматический резонатор с укорачивающей емкостью (*а*) и его применение в сочетании с электровакуумными приборами СВЧ (*б*)

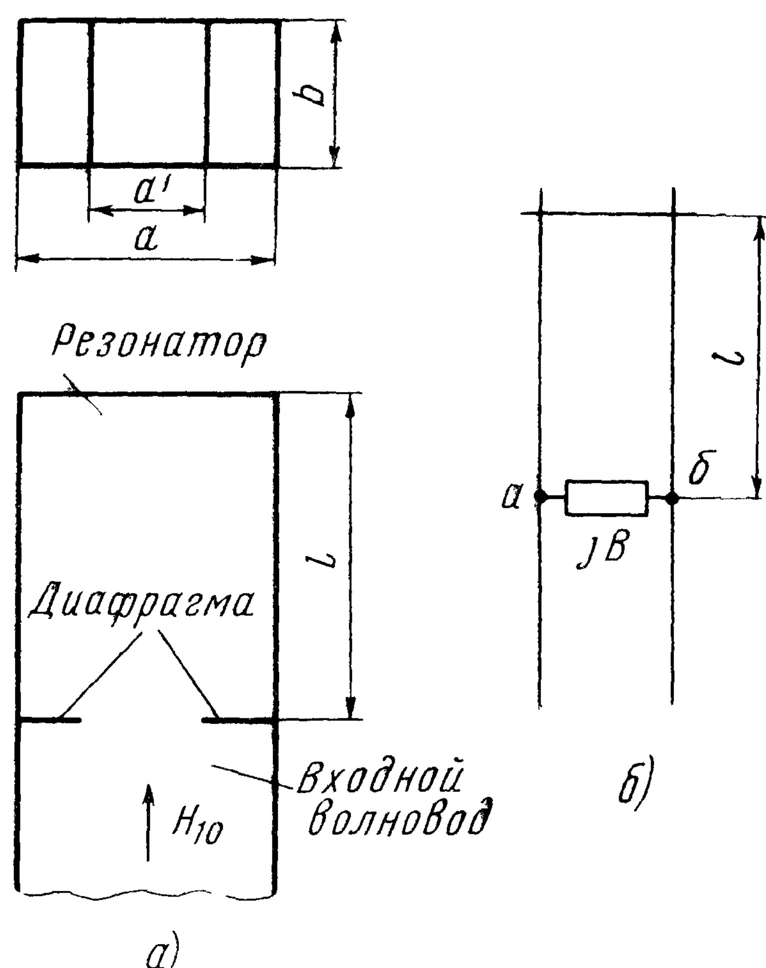


Рис. 10.19. Призматический резонатор с индуктивной входной диафрагмой (*а*) и его эквивалентная схема (*б*)

наторов можно вести с помощью круговых диаграмм полных проводимостей в полярной системе координат.

Наконец, можно использовать призматические резонаторы, у которых помимо входной диафрагмы имеется в центре укорачивающая емкость. Такие резонаторы применяются, например, в мощных усилительных клистронах. Конструкции и применение этих резонаторов рассматриваются в курсе, посвященном электровакуумным приборам СВЧ.

Одним из своеобразных применений полых резонаторов с одной или двумя индуктивными диафрагмами при отсутствии укорачивающей емкости (см. рис. 10.19) являются повышающие резонансные СВЧ трансформаторы. Хотя повышающими свойствами обладают в принципе все резонаторы (см. § 9.6, б), призматические резонаторы обеспечивают особенные

удобства для испытания разнообразных волноводных устройств при эквивалентной мощности СВЧ колебаний, значительно превышающей реальную мощность питающего генератора*.

Введем условное понятие *коэффициента умножения мощности,* понимая под этим отношение эквивалентной мощности в пучности стоячей волны внутри резонатора на резонансной частоте к мощности питающего генератора, отдаваемой в согласованную нагрузку. Можно показать, что при отсутствии потерь в случае проходного резонатора с двумя идентичными диафрагмами коэффициент умножения мощности в точности равен величине «собственного» КСВ одиночной диафрагмы. При конечных потерях внутри резонатора коэффициент умножения мощности оказывается равным величине КСВ входной диафрагмы, если эта диафрагма обеспечивает критическую связь (согласование) входа резонатора.

Таким образом, при КСВ диафрагмы, равном, например, 20, можно производить эквивалентные испытания при импульсной мощности 20 *Мвт*, имея генератор с выходной мощностью, равной 1 *Мвт*. Подобные испытания, значительно экономящие стоимость и габариты установок, представляют большой интерес при разработке различных узлов электронных и газоразрядных приборов СВЧ.

Помимо призматических резонаторов, в качестве повышающих трансформаторов (имитаторов мощности) широко используются кольцевые полые резонаторы, рассматриваемые в § 10.7, а.

§ 10.5. ЦИЛИНДРИЧЕСКИЕ ПОЛЫЕ РЕЗОНАТОРЫ

а. Общие соотношения для однородного цилиндрического резонатора

Расчет однородного цилиндрического резонатора (рис. 10.16,*б*) может быть проведен аналогично расчету призматического резонатора. Цилиндрический резонатор рассматривается как закороченный отрезок круглого волновода. Резонансные длины волн определяются из условий (10.12) и (10.13). В последнее уравнение следует подставить выражения для критических длин волн типов ТЕ и ТМ в круглом волноводе, выведенные в гл. 4.

Для резонансов Е-волн в цилиндрическом резонаторе получаем с учетом условия (4.33):

$$(\lambda_0)_E = \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{\nu_{ni}}{2\pi R}\right)^2 + \frac{p^2}{4l^2}}}, \qquad (10.18)$$

где R — внутренний радиус цилиндра и l — его высота. Числа n, i и p определяют соответственно вариацию поля по азимуту, радиусу и по высоте резонатора. Через ν_{ni}, как и прежде, обозначен i-й корень бесселевой функции первого рода n-го порядка.

---

* Закон сохранения энергии и пассивный характер цепи при этом, разумеется, не нарушаются, поскольку речь идет о повышении напряженности полей и токов, а не об увеличении полной рассеиваемой мощности.

Резонансы волн типа H в цилиндрическом резонаторе определяются соотношением

$$(\lambda_0)_H = \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{\mu_{ni}}{2\pi R}\right)^2 + \frac{p^2}{4l^2}}}. \qquad (10.19)$$

Через μ_{ni} в последнем уравнении обозначен i-й корень производной функции Бесселя первого рода n-го порядка.

Таким образом, в цилиндрическом резонаторе могут существовать виды колебаний E_{nip} и H_{nip}. Рассмотрение низших видов колебаний легко произвести, используя сведения о простейших типах волн в круглом волноводе.

б. Резонанс низшего электрического вида в цилиндрическом резонаторе

Волне типа E_{01} в круглом волноводе (см. § 4.2) соответствуют виды колебаний в цилиндрическом резонаторе, которые следует обозначить E_{01p}. Резонансная длина волны этих видов определяется согласно уравнениям (10.18) и (4.34) выражением

$$(\lambda_0)_{E_{01p}} = \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{(2{,}62\,R)^2} + \frac{p^2}{4l^2}}}. \qquad (10.20)$$

Низшему виду колебаний должно соответствовать минимальное возможное число полуволн. Нетрудно видеть, что, подобно рассмотренному призматическому резонатору на виде E_{110} (другое обозначение — H_{101}), низший электрический вид колебаний в цилиндрическом резонаторе определяется условием $p=0$. Резонансная длина волны для вида E_{010} оказывается равной

$$(\lambda_0)_{E_{010}} \cong 2{,}62\,R, \qquad (10.21)$$

т. е. совпадает с критической длиной волны типа E_{01} и не зависит от длины резонатора l.

С физической точки зрения существование вида колебаний E_{010} вытекает из того факта, что при $\lambda = (\lambda_{кр})_{E_{01}}$ электрическое поле везде параллельно оси волновода. Следовательно, закорачивающие пластины на концах резонатора перпендикулярны к электрическим силовым линиям и не препятствуют существованию поля независимо от длины резонатора.

Структура поля в цилиндрическом резонаторе при виде колебаний E_{010} совпадает со структурой волны типа E_{01} в круглом волноводе, если предположить $\lambda=\lambda_{кр}$. Тогда $\lambda_в \to \infty$ и поперечные составляющие электрического поля исчезают, как показано на рис. 10.20,*а*. Токи в стенках резонатора изображены на рис. 10.20,*б*. Именно этот случай рассматривался в § 1.4 при качественном обсуждении особенностей полых резонаторов. Приводимый здесь анализ показывает, что такой вид колебаний является лишь одним из бесчисленного множества видов, которые могут в общем случае существовать в цилиндрическом полом резонаторе.

Расчет показывает, что собственная добротность, определенная по общему соотношению (9.5, а), для рассматриваемого вида колебаний при идеально гладких стенках резонатора равна

$$Q_0=\frac{\lambda}{\delta}\,\frac{\nu_{01}}{2\pi\left(1+\frac{R}{l}\right)}, \qquad (10.22)$$

где $\nu_{01}=2{,}405$. При очень малой длине, т. е. при $l\to 0$, собственная добротность резонатора становится исчезающе малой. При неограниченном увеличении длины резонатора ненагруженная добротность стремится к постоянной величине. Полагая для примера $R=l$, получаем по уравнению (10.22) для медного резонатора на волне 10 *см*: $Q_0\cong 15\,900$. Реально достижимая собственная доброт-

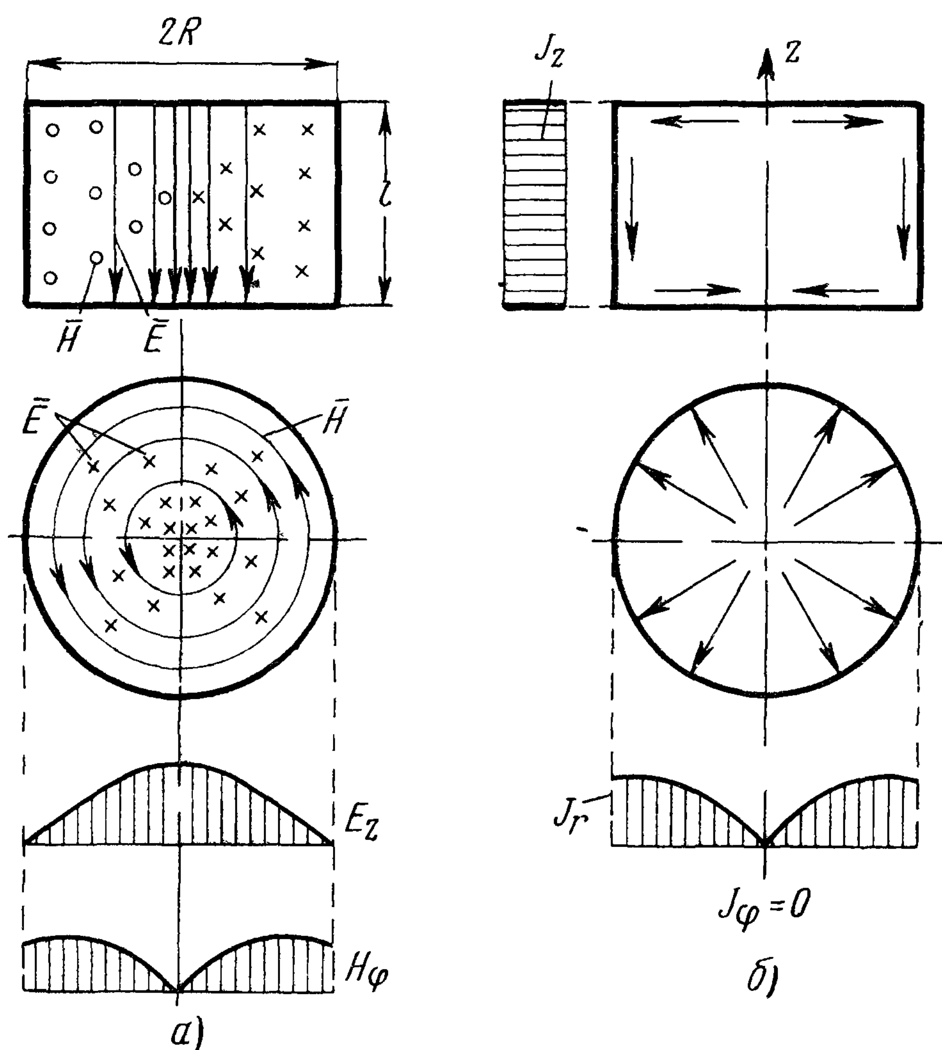


Рис. 10.20. Структура и эпюры поля и токов в стенках цилиндрического резонатора при виде колебаний E_{010}

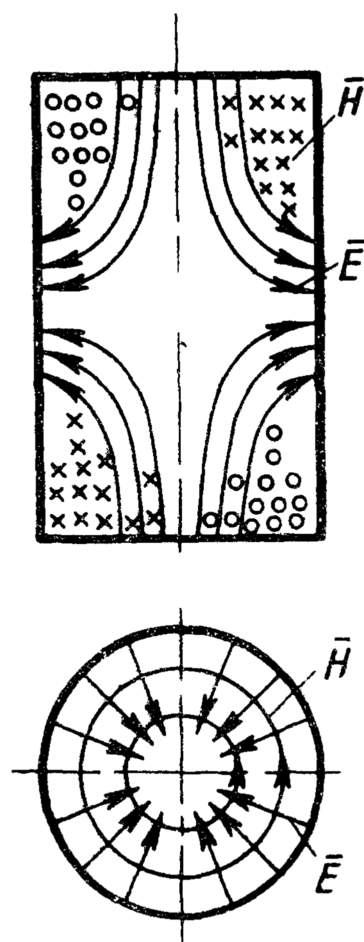


Рис. 10.21 Структура поля в цилиндрическом резонаторе при виде колебаний E_{011}

ность в значительной мере зависит от качества внутренней поверхности резонатора и может приближаться к 10^4.

Ближайшим электрическим видом колебаний является вид E_{011}, структура поля которого показана на рис. 10.21. Нетрудно видеть, что эта структура в точности совпадает с полем стоячей волны типа E_{01} в круглом волноводе при расстоянии между торцевыми стенками, равном $\frac{\lambda_в}{2}$.

Резонансная длина волны вида E_{011} определяется по уравнению (10.20) при $p=1$; она всегда меньше резонансной длины волны вида E_{010}. Однако при большой длине l вид колебаний E_{011} может оказаться близко расположенным по отношению к виду E_{101}. Это нежелательно, если в некотором диапазоне волн требуется иметь только один резонанс.

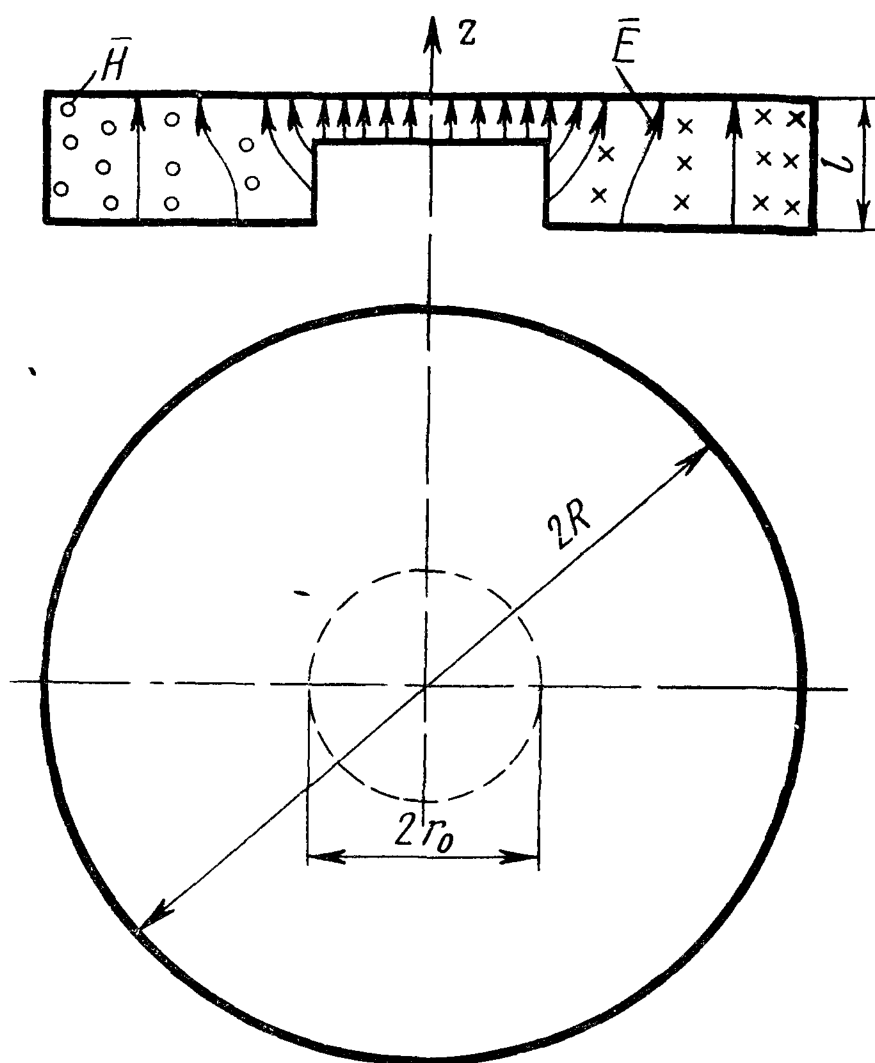


Рис. 10.22. Цилиндрический резонатор с укорачивающей емкостью, возбужденный на виде колебаний E_{010}

Возвращаясь к низшему виду колебаний E_{010}, следует отметить, что его можно рассматривать не только с точки зрения закороченного круглого волновода, работающего в режиме $\lambda=\lambda_{кр}$. Часто встречается трактовка цилиндрического резонатора с точки зрения закороченной по окружности радиальной линии (см. § 5.8, г). В связи с этим цилиндрический резонатор, возбужденный на виде колебаний E_{010}, часто называют также резонатором *типа радиальной линии*.

При наличии выступа в центре цилиндрического резонатора, изображенного на рис. 10.22, последний можно трактовать как *укороченный цилиндрический резонатор* или укороченный резонатор типа радиальной линии. Укорачивающее действие емкости проявляется в том, что радиус резонатора, необходимый для резонанса на заданной частоте, уменьшается по сравнению с радиусом резонатора без выступа. Некоторые соображения по приближенному расчету подобных резонаторов имеются в [19] и здесь рассматриваться не будут.

Форма резонатора, показанного на рис. 10.22, имеет некоторое сходство с резонатором типа коаксиальной линии, нагруженной на емкость (см. рис. 10.7). В обоих случаях резонаторы имеют ци-

линдрическую конструкцию и содержат емкостный зазор. Вместе с тем налицо и существенная разница. Резонатор типа коаксиальной линии, нагруженной на емкость, характеризуется наличием явно выраженного участка, где электрическое поле имеет радиальное направление, типичное для волны ТЕМ. Размеры этого резонатора должны удовлетворять примерным условиям:

$$l > R - r_0;\ R < \frac{\lambda}{4}.$$

Напротив, в цилиндрическом резонаторе с укорачивающей емкостью электрическое поле направлено главным образом вдоль оси z. Размеры резонатора характеризуются качественно соотношениями

$$l < R - r_0;\ R \sim \frac{\lambda}{4}.$$

Перестройка резонансной длины волны цилиндрического резонатора при виде E_{010} с укорачивающей емкостью легко осуществляется путем изменения длины выступа, входящего внутрь резонатора. Такая емкостная перестройка используется, например, в некоторых резонансных волномерах дециметрового и сантиметрового диапазонов волн. Одна из конструкций волномера 3-*см* диапазона приводится в § **10.8**.

в. Резонансы магнитных волн в цилиндрическом резонаторе

Низшая магнитная волна в круглом волноводе, имеющая обозначение H_{11}, обусловливает резонансы видов H_{11p}. Резонансная длина волны низшего вида H_{111} по уравнениям (10.19) и (4.55) равна

$$(\lambda_0)_{H_{111}} = \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{(3{,}41R)^2} + \frac{1}{4l^2}}}. \tag{10.23}$$

Сравнивая (10.23) с полученным ранее выражением (10.21) для вида колебаний E_{010}, можно установить, что при достаточно малой длине резонатора l вид колебаний E_{010} имеет более длинную резонансную волну, чем вид H_{111}. Легко показать, что это происходит при условии

$$l < 2{,}1R. \tag{10.24}$$

Таким образом, несмотря на то, что низшим типом волны в круглом волноводе является волна H_{11}, низший вид колебаний в цилиндрическом резонаторе может соответствовать волне типа E_{01}.

Высшим типам магнитных волн в круглом волноводе H_{01}, H_{02}, H_{21}, H_{12} и т. д. соответствуют высшие виды колебаний в цилиндрическом полом резонаторе, резонансная длина волны которых по (10.19) обязательно короче резонансной волны вида H_{111}. Некоторые из высших видов колебаний, а именно виды H_{01p}, представляют большой практический интерес.

Резонансная длина волны вида H_{011} с учетом (10.19) и (4.54) определяется уравнением

$$(\lambda_0)_{H_{011}} = \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{(1{,}64R)^2} + \frac{1}{4l^2}}}. \qquad (10.25)$$

С физической точки зрения этот резонанс соответствует короткозамкнутому круглому волноводу, возбужденному на волне типа H_{01}, при длине l, равной половине длины волны в данном волноводе. Структура поля и токи в стенках резонатора при виде колебаний H_{011} показаны на рис. 10.23.

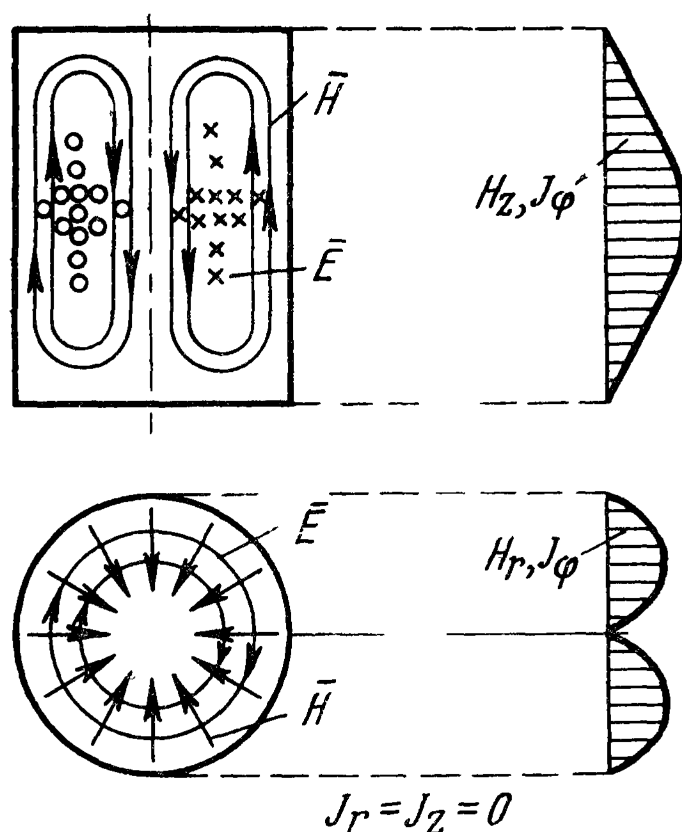


Рис 10 23. Структура и эпюры поля и тока в стенках цилиндрического резонатора при виде колебаний H_{011}

Основным достоинством рассматриваемого вида колебаний является очень высокая собственная добротность Q_0, которая на практике составляет десятки тысяч и может доходить до 10^5. Причина столь высоких значений Q_0 этого вида заключается в малой величине потерь в стенках (см. § 5.4, в).

Перестройка резонансной длины волны при видах колебаний H_{01p} может осуществляться при помощи передвижного поршня за счет изменения длины резонатора. Интересно отметить, что в отличие от других видов колебаний контакт поршня со стенками резонатора не играет никакой роли. Токи в стенках резонатора направлены только по окружности, что позволяет делать поршень с кольцевым зазором, отделяющим его от боковых стенок резонатора. Отсутствие потерь в контактах облегчает достижение высоких добротностей.

Полые резонаторы, возбужденные на видах колебаний H_{01p},

находят применение в качестве эхо-резонаторов, высокодобротных волномеров, анализаторов спектра частот и др. Некоторые трудности представляет подавление других видов колебаний, которые могут возбудиться в резонаторе, поскольку вид H_{011} отнюдь не

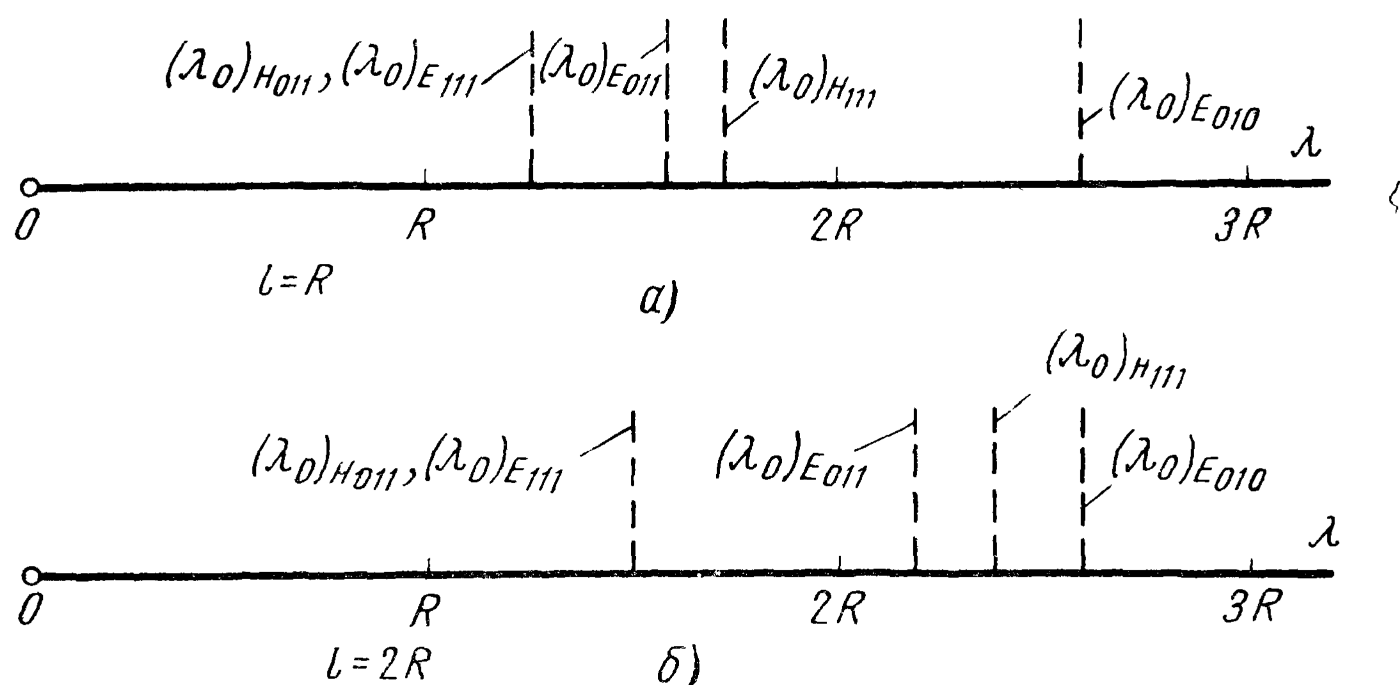


Рис. 10.24. Распределение резонансных длин волн цилиндрического резонатора при $l=R$ (*а*) и $l=2R$ (*б*). Другие высшие виды колебаний на рисунке не показаны

является низшим. Более того, виды H_{01p} и E_{11p} оказываются вырожденными, т. е. имеют одинаковую резонансную частоту. Обеспечить существование только одного вида колебаний H_{011} или H_{01p} удается путем выбора конструкции элементов связи и применением специальных подавителей, например, кольцевых канавок, заполненных поглощающим составом.

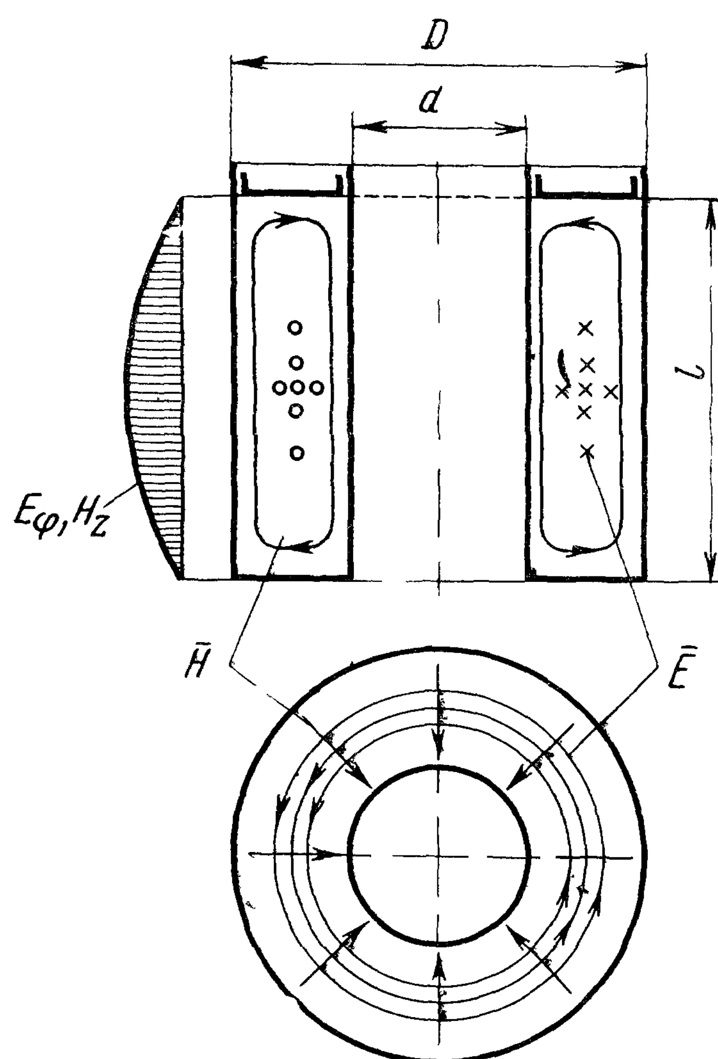


Рис. 10.25. Структура поля в коаксиальном резонаторе, возбужденном на виде колебаний H_{011}

Для иллюстрации распределения видов колебаний в цилиндрическом резонаторе на рис. 10.24 приведены результаты расчета резонансных длин волн по формулам (10.18) и (10.19) для случаев $l=R$ и $l=2R$. Чем больше длина резонатора, тем ближе к резонансу E_{010} располагаются виды колебаний H_{111}, E_{011}, H_{011}, E_{111} и др.

Вид колебаний H_{011} может быть возбужден не только в цилиндрическом, но и в коаксиальном полом резонаторе, если диаметры наружного и внутреннего цилиндров D и d имеют достаточ-

но большую величину. На рис. 10.25 показана структура поля этого вида колебаний (см. § 4.4, посвященный высшим типам волн в коаксиальной линии).

Коаксиальные резонаторы, возбужденные на виде колебаний H_{011}, применяются в одной из разновидностей современных магнетронных генераторов — **коаксиальных магнетронах.** Основным достоинством таких резонаторов, как и цилиндрических резонаторов, возбужденных на виде колебаний H_{011}, является высокая собственная добротность, позволяющая повысить стабильность частоты генерируемых колебаний.

§ 10.6. ТОРОИДАЛЬНЫЕ РЕЗОНАТОРЫ

Рассмотрим резонатор, показанный на рис. 10.26, отличающийся от резонаторов типа радиальной и коаксиальной линий с укорачивающими емкостями соотношением размеров:

$$R \ll \frac{\lambda}{4};\ l \ll \frac{\lambda}{4};\ d \ll l.$$

При этих условиях отсутствует существенная вариация электрического и магнитного высокочастотных полей в радиальном, осевом и азимутальном направлениях, что позволяет трактовать тороидальные резонаторы как контуры с сосредоточенными постоянными. Роль сосредоточенной емкости играет плоский зазор в центре резонатора, роль сосредоточенной индуктивности — цилиндрическая или тороидальная поверхность, образующая один виток с развитой поверхностью. Структура поля в таких резонаторах качественно пояснялась в § 1.4.

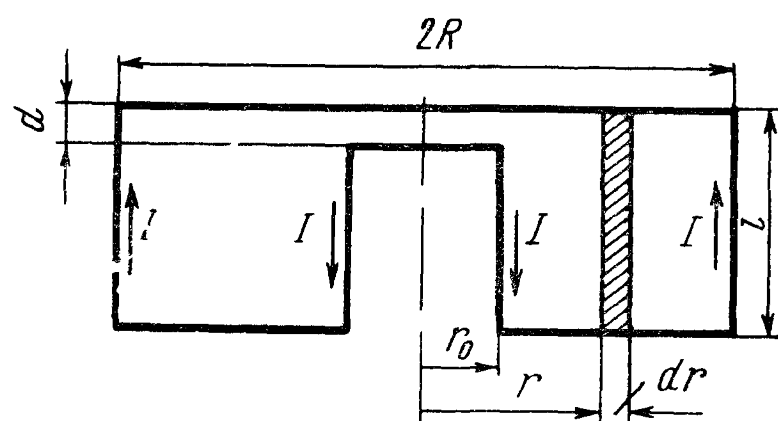


Рис. 10.26. Тороидальный полый резонатор

Резонансная частота колебательных контуров квазистационарного типа определяется по уравнению

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}. \qquad (10.26)$$

Сосредоточенная емкость C зазора резонатора может быть вычислена по обычному уравнению плоского конденсатора. Пренебрегая для начала краевыми эффектами, получаем:

$$C = \frac{\varepsilon\varepsilon_0 \pi r_0^2}{d}. \qquad (10.27)$$

Через ε в этом выражении обозначена относительная диэлектрическая постоянная диэлектрика, наполняющего резонатор.

Для нахождения индуктивности тороидальной части рассмотрим полный магнитный поток Φ, сосредоточенный в этой области, резонатора. Обозначим через I амплитуду высокочастотного тока, протекающего по внутренней поверхности тороида. Величина I остается неизменной по периметру тороида. Тогда по закону полного тока, рассматривая магнитную силовую линию с радиусом r, можно написать:

$$H 2\pi r = I.$$

Магнитный поток $d\Phi$, проходящий через элемент сечения тороида шириной dr (см. рис. 10.26), равен

$$d\Phi = \mu\mu_0 H dS = \mu\mu_0 \frac{I}{2\pi r} l dr,$$

где μ — относительная магнитная проницаемость диэлектрического наполнения.

Полный магнитный поток через тороидальную часть резонатора определяется интегралом полученного выражения в пределах от r_0 до R:

$$\Phi = \int_{r_0}^{R} \mu\mu_0 \frac{Il}{2\pi} \frac{dr}{r} = \frac{\mu\mu_0 Il}{2\pi} \ln \frac{R}{r_0}.$$

По уравнению $L = \frac{\Phi}{I}$ получаем величину индуктивности тороидального витка в виде:

$$L = \frac{\mu\mu_0 l}{2\pi} \ln \frac{R}{r_0}. \qquad (10.28)$$

Резонансная частота резонатора ω_0 может быть вычислена по полученным выражениям емкости и индуктивности. Используя соотношения (10.26), (10.27) и (10.28), имеем:

$$\omega_0 = \frac{1}{r_0} \sqrt{\frac{2d}{\varepsilon\varepsilon_0\mu\mu_0 l \ln \frac{R}{r_0}}}.$$

Более удобным для практических целей является выражение резонансной длины волны, измеренной в свободном пространстве. Учитывая, что $\varepsilon_0\mu_0 = \frac{1}{c^2}$, получаем в случае вакуумного или воздушного наполнения:

$$\lambda_0 = \pi r_0 \sqrt{\frac{2l}{d} \ln \frac{R}{r_0}}. \qquad (10.29)$$

В уравнениях (10.27) и (10.29) не учитывается емкость боковой части цилиндрического выступа. Поэтому расчет по (10.29) дает заметную погрешность в сторону укорочения резонансной длины волны. Более точное выражение резонансной длины волны вакуумного тороидального резонатора с поправкой на боковую емкость имеет вид

$$\lambda_0 = \pi r_0 \sqrt{\frac{2l}{d}\left(1 + \frac{4d}{\pi r_0} \ln \frac{l}{d}\right) \ln \frac{R}{r_0}}. \tag{10.30}$$

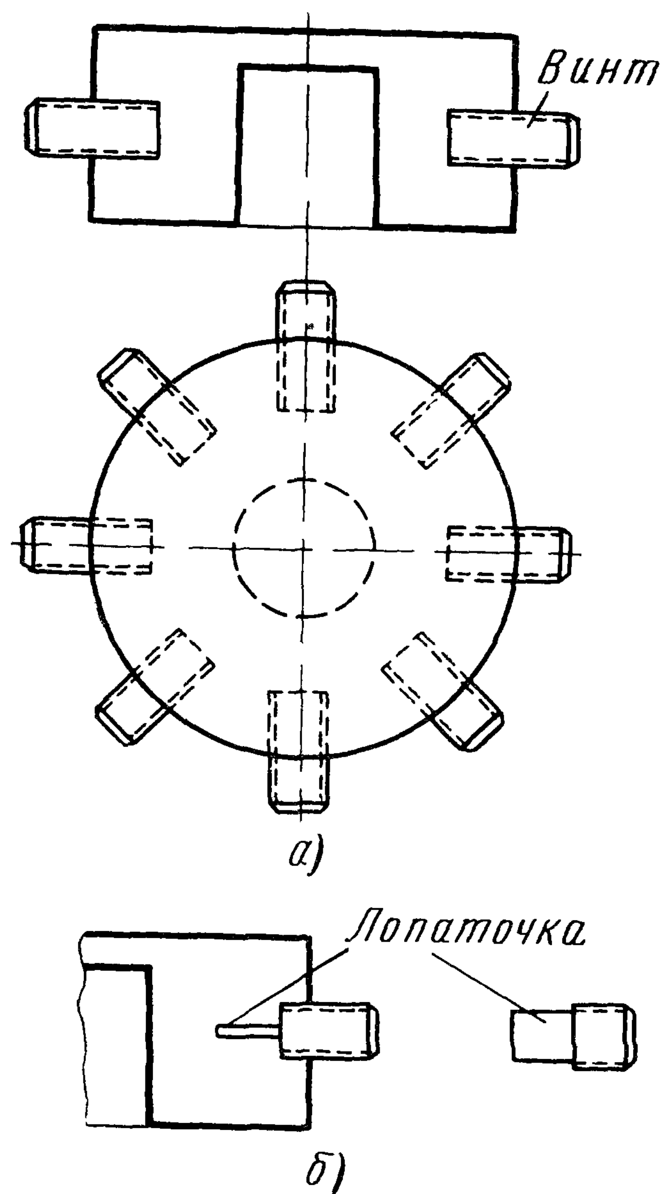


Рис. 10.27. Индуктивная настройка тороидального резонатора при помощи винтов и лопаточек

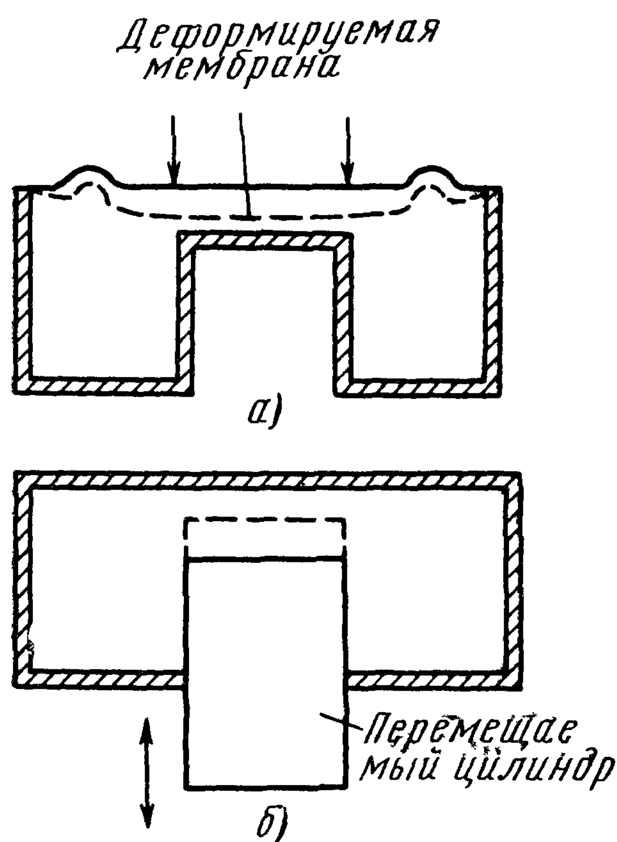


Рис. 10.28. Емкостная настройка тороидального резонатора

Перестройка резонансной длины волны тороидальных резонаторов осуществляется двумя способами — индуктивным и емкостным. Индуктивный способ настройки резонатора иллюстрируется рис. 10.27, *а*. Через отверстия в боковой поверхности тороида вводят металлические винты. Действие винтов, оттесняющих магнитные силовые линии по направлению к оси резонатора, эквивалентно уменьшению радиуса R тороида. В результате при ввертывании винтов происходит укорочение резонансной длины волны резонатора.

Иногда при индуктивной настройке вместо массивных винтов используют винты, на концах которых имеются металлические лопатки (рис. 10.27, *б*). Настройка резонатора производится пово-

ротом лопаточек. Наиболее короткой резонансной волне соответствует положение плоскости лопаточек, перпендикулярное магнитным силовым линиям в резонаторе. При повороте лопаточек на 90° последние почти не влияют на поле в резонаторе. Это положение лопаточек обеспечивает наиболее длинную резонансную волну рассматриваемого тороидального резонатора.

Емкостный способ настройки заключается в изменении ширины емкостного зазора d. Это изменение осуществляется либо деформацией тонкой мембраны, находящейся в верхней части резонатора (рис. 10.28, *а*), либо перемещением цилиндра, входящего внутрь резонатора (рис. 10.28, *б*). Чаще применяется емкостная настройка с помощью мембраны.

Диапазон механической перестройки тороидальных резонаторов составляет обычно 10—20% от средней длины волны.

В связи с индуктивной и емкостной настройками резонатора следует сделать общее замечание. Можно показать в самом общем случае, что небольшое перемещение стенки внутрь резонатора в области, где имеется преимущественно магнитное поле, приводит к укорочению резонансной длины волны. Напротив, небольшое вдавливание стенки в той части, где имеется электрическое поле, приводит к удлинению резонансной волны. Указанные принципы полностью согласуются с действием поршней, лопаточек, винтов и мембран, описанных выше применительно к тороидальному и другим типам полых резонаторов.

Тороидальные резонаторы, а также резонаторы, занимающие промежуточное положение между тороидальными и цилиндрическими с укорачивающей емкостью, находят широкое применение в электровакуумных приборах сверхвысоких частот, главным образом в клистронах. В зависимости от рабочей длины волны используются как индуктивный, так и емкостный способы перестройки. Индуктивный способ особенно пригоден для волн длиною порядка 7—10 *см* и более, где резонаторы имеют сравнительно большие размеры. Емкостный способ перестройки применяется большей частью на волнах длиною 3 *см* и короче. При индуктивной настройке тороидальная часть резонатора делается обычно невакуумной. С этой целью внутри резонатора впаивается стекло, как показано схематически на рис 10.29, *а*.

Помимо клистронов, похожая конструкция резонаторов применяется в некоторых типах высокодобротных резонансных разрядников, предназначаемых для защиты приемника и блокировки передатчика в ответвительных антенных переключателях Емкостный зазор, имеющийся между усеченными конусами (рис. 10.29, *б*), в режиме передачи играет роль разрядного промежутка Благодаря трансформирующему действию резонатора напряжение на зазоре тем больше, чем выше внешняя добротность резонатора. Качество защиты приемника при этом повышается. Вместе с тем происходит уменьшение тока разряда, что особенно важно при большой мощности передатчика для увеличения срока службы разрядников Недостатками описанной системы разрядников является резкое сужение рабочей полосы частот и рост вносимых потерь в режиме приема в соответствии с соображениями, изложенными в § 9.6, в

Тороидальные резонаторы в качестве волномеров обычно не применяются из-за меньшей собственной добротности, чем у выпуклых резонаторов, например, у цилиндрических или призматических резонаторов, не имеющих

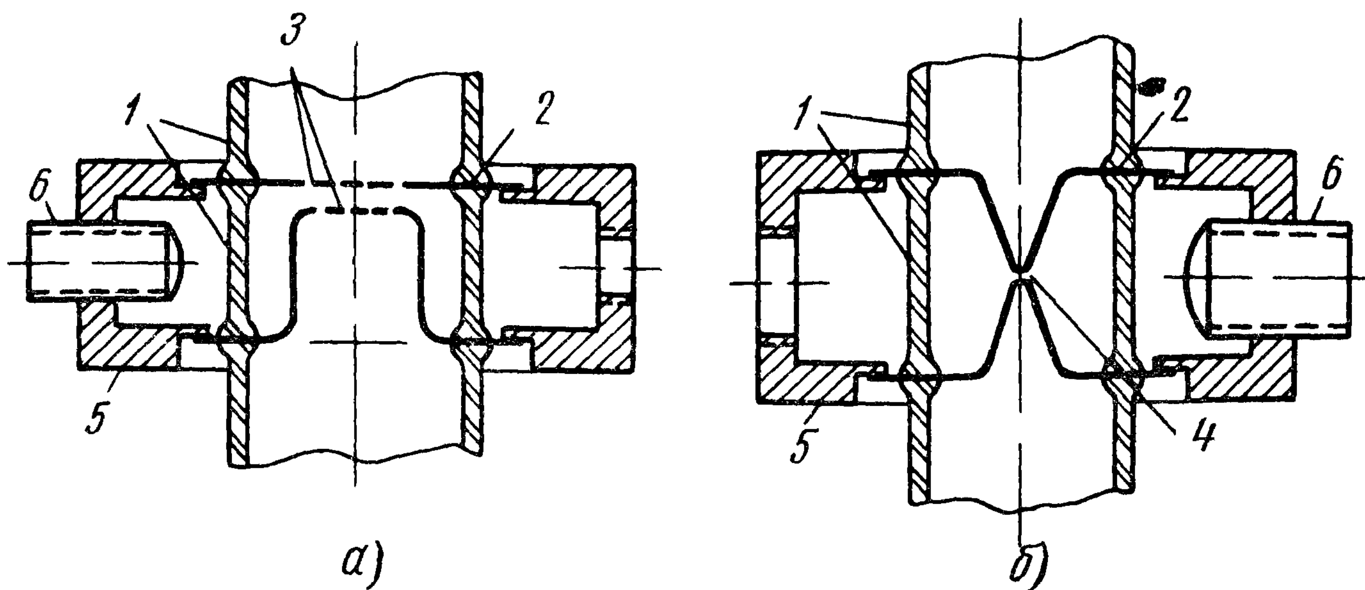


Рис 10 29 Полые резонаторы с индуктивной настройкой в невакуумной части, применяемые в отражательных клистронах (*а*) и в высокодобротных резонансных разрядниках (*б*)

1 — стеклянная вакуумная оболочка, *2* — дисковые вводы *3* — сетки для прохождения электронного потока, *4* — высокочастотный разрядный промежуток, *5* — съемная невакуумная часть резонатора *6* — винт индуктивной настройки

входящих внутрь выступов Вообще все вогнутые полые резонаторы, к числу которых относятся и рассматриваемые тороидальные резонаторы, имеют более низкую добротность, чем выпуклые резонаторы. Это вытекает, в частности, из уравнения (9 6) Собственная добротность в первом приближении пропорциональна отношению объема резонатора к внутренней поверхности его стенок.

Вплотную к расчету тороидальных резонаторов примыкает расчет резонатора типа «щель — отверстие», изображенного на рис. 10 30, *а* Резонаторы этого типа, выполненные в массивном медном блоке, по предложению Н. Ф. Алексеева и Д. Е. Малярова широко применяются в многорезонаторных магнетронах (рис. 10 30, *б*). Роль сосредоточенной индуктивности на рис. 10 30, *а* играет отверстие, внутренняя поверхность которого может рассматриваться как одиночный ленточный виток Роль емкости играет сквозная щель. Ввиду большого сходства расчета резонаторов типа «щель—отверстие» с расчетом тороидальных резонаторов вывод соответствующих уравнений здесь опускается.

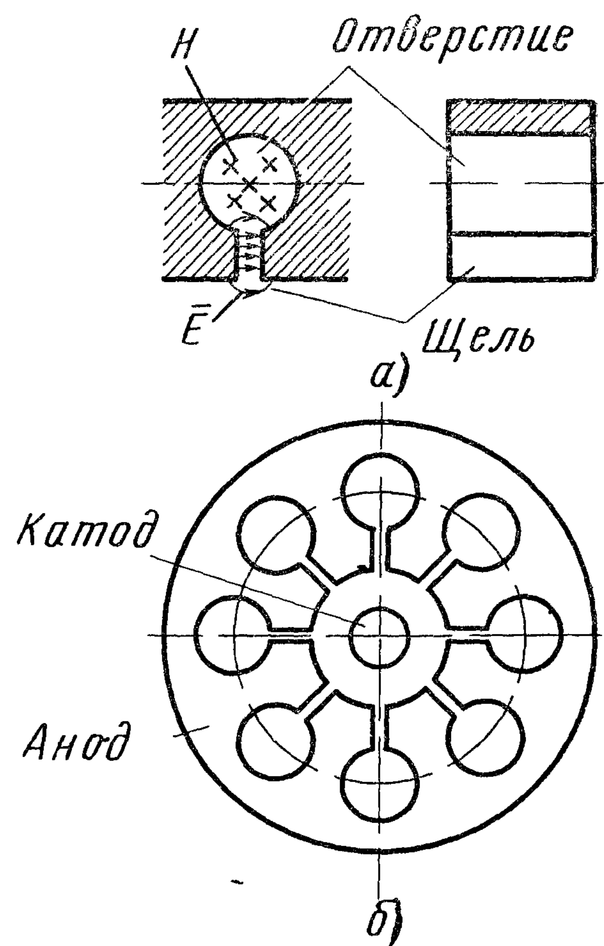


Рис. 10.30. Одиночный резонатор типа «щель—отверстие» (*а*) и свернутый в кольцо многорезонаторный анодный блок магнетрона (*б*). Показана структура электрического и магнитного полей в одиночном резонаторе

§ 10.7. ПРОЧИЕ ТИПЫ СВЧ РЕЗОНАТОРОВ

а. Кольцевые резонаторы бегущей волны

Все рассмотренные полые резонаторы работают в режиме стоячей волны, образующейся в результате многократных отражений волны от металлических стенок. Исклю-

чением из этого правила являются так называемые *кольцевые резонаторы*, появившиеся значительно позднее других типов полых резонаторов.

Рассмотрим прямоугольный волновод или другую передающую линию СВЧ, свернутую в виде кольца и замкнутую саму на себя (рис. 10.31,*а*). Допустим, что в некотором сечении *АА* возбуждена волна, распространяющаяся только в одном направлении. Тогда при средней длине кольца $L_{\text{средн}}$, составляющей целое число длин волн $\lambda_{\text{в}}$ в рассматриваемой линии,

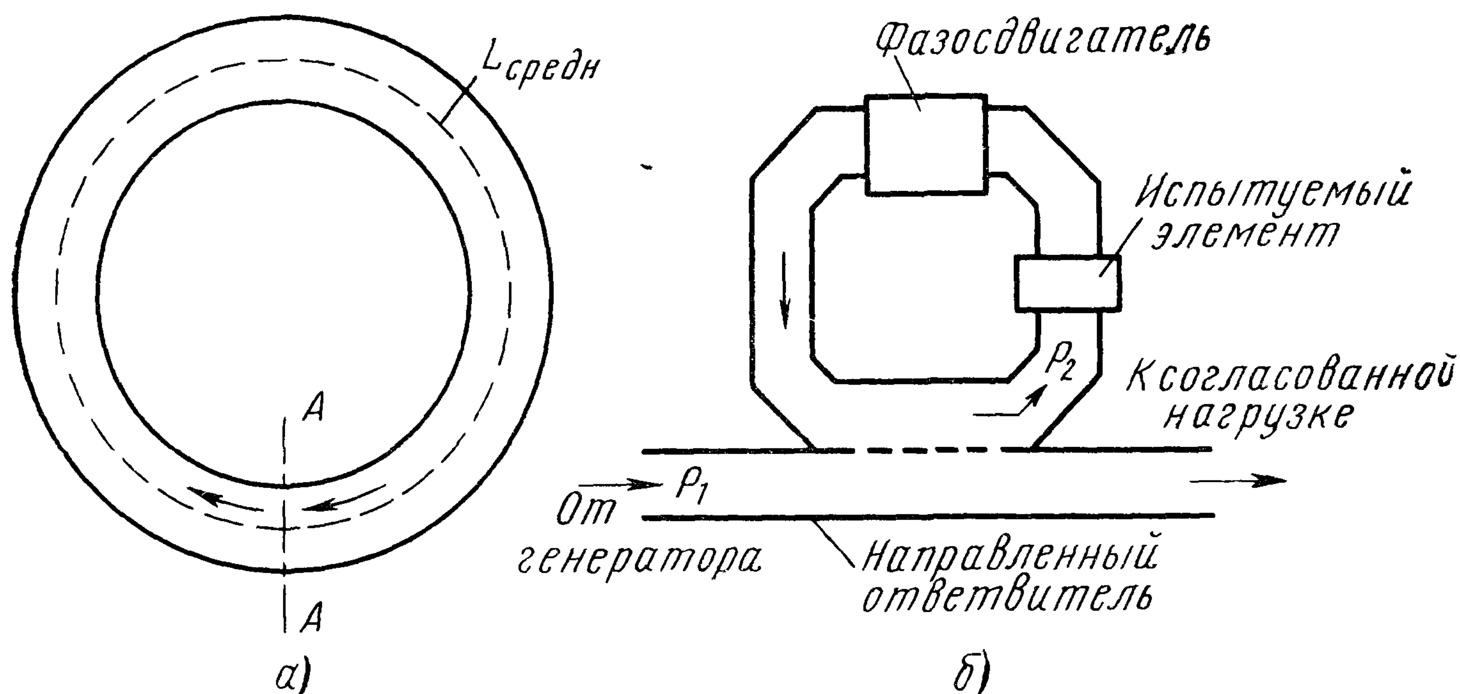


Рис. 10.31. Принцип действия и применение кольцевого резонатора для испытания волноводных устройств при повышенной мощности в режиме бегущей волны

должно происходить синфазное сложение вращающихся волн и, следовательно, резкое увеличение напряженностей электрического и магнитного полей. Это является одним из признаков резонанса, типичным для всех полых резонаторов.

Отсюда можно сделать вывод, что резонансная длина волны кольцевого полого резонатора на рассматриваемом виде колебаний определяется условием

$$L_{\text{средн}} = n\lambda_{\text{в}},$$

где $n = 1, 2, 3...$

С учетом уравнения (2.56) в случае вакуумного наполнения получаем:

$$\lambda_0 = \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{\lambda_{\text{кр}}^2} + \left(\frac{n}{L_{\text{средн}}}\right)^2}}. \qquad (10.31)$$

Собственная добротность Q_0 ограничена потерями в стенках кольцевого волновода. Расчеты приводят к следующему выражению для величины Q_0:

$$Q_0 = 2\pi n \frac{\left(\frac{\lambda_{\text{в}}}{\lambda}\right)^2}{1 - e^{-2\alpha L_{\text{средн}}}}, \qquad (10.32)$$

где α — постоянная затухания волны в волноводе, рассматривавшаяся в § 5.4.

На практике кольцевые резонаторы удобно выполнять на основе стандартных волноводов прямоугольного сечения с помощью направленных ответвителей, как показано на рис. 10.31,*б*. Кольцевой резонатор образован вспомогательным волноводом направленного ответвителя. Для настройки

резонатора на заданную длину волны обычно используют один из типов фазовращателей.

Кольцевые резонаторы с бегущей волной применяются в качестве имитаторов мощности для испытания элементов высокочастотного тракта при уровнях мощности, значительно превышающих мощность имеющегося в наличии генератора СВЧ (см. § 10.4, *б*). Практически удается получать 10—20-кратное и большее повышение мощности бегущей волны, если испытуемый элемент не вносит значительных активных потерь.

С кольцевыми резонаторами бегущей волны сходны резонансные системы, применяемые в магнетронных генераторах. В этих системах вместо однородного волновода используется свернутый в кольцо отрезок замедляющей системы, например, цепочка резонаторов, изображенная выше на рис. 10.30,*б*. Свойства таких кольцевых резонаторов рассматриваются более подробно при изучении электронных приборов СВЧ диапазона.

б. Открытые резонаторы

Разновидностью колебательных систем СВЧ диапазона являются *открытые резонаторы*, объем которых на большом протяжении не ограничен металлическими поверхностями. Принцип действия открытого резонатора, заимствованный из оптики, качественно поясняется на рис. 10.32,*а*.

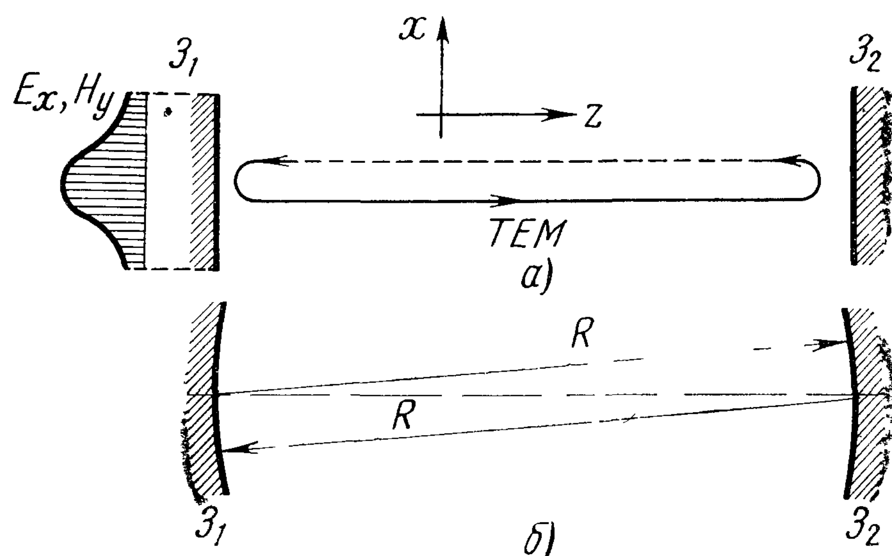


Рис. 10.32. Открытые резонаторы с плоскими (*а*) и со сферическими (*б*) зеркалами

Резонатор имеет два плоских зеркала $З_1$ и $З_2$, между которыми многократно отражается волна типа ТЕМ.

Условием резонанса в подобной системе, как и во всяком полуволновом резонаторе, является целое число полуволн, укладывающихся по длине l:

$$l = p\,\frac{\lambda}{2};\; p = 1, 2, 3\ldots$$

В отличие от цилиндрического полого резонатора, открытый резонатор, изображенный на рис. 10.32,*а*, не имеет боковых проводящих стенок. Поэтому потери в открытом резонаторе определяются лишь поглощением в зеркалах, а также частичным излучением через открытые боковые поверхности за счет дифракции волны, падающей на зеркало со стороны противоположного зеркала. При поперечных размерах зеркал, значительно превышающих рабочую длину волны, собственная добротность открытого резонатора может достигать в миллиметровом диапазоне волн $10^4 \div 10^5$. Получить столь высокую добротность на миллиметровых и более коротких волнах с помощью обычных полых резонаторов оказывается затруднительным вследствие роста потерь в стенках резонатора.

Виды колебаний открытых резонаторов принято обозначать TEM_{mnp}*, где m и n — числа, характеризующие вариации поля в поперечном сечении резонатора, и p — число полуволн, укладывающихся по длине резонатора. Наибольший интерес представляют низшие виды TEM_{oop}, для которых эпюры поля в поперечном сечении имеют один максимум (рис. 10.32, *а*). Дифракционные потери видов TEM_{oop} имеют наименьшую величину.

На практике часто применяются открытые резонаторы *конфокального* (софокусного) типа с вогнутыми сферическими зеркалами (рис. 10.32, *б*). Фокусное расстояние сферического зеркала составляет половину радиуса его кривизны R, поэтому центр кривизны каждого из зеркал располагается на поверхности противоположного зеркала. Основное преимущество конфокального резонатора — наименьшие дифракционные потери в сравнении с любыми другими конфигурациями зеркал. Вместо сплошных зеркал в диапазоне СВЧ обычно используются металлические решетки или зеркала с отверстиями (перфорацией), обеспечивающие удобную связь открытого резонатора с другими устройствами.

Чем больше длина открытого резонатора при пропорциональном увеличении диаметра зеркал, тем выше величина Q_0, но тем меньше разделение соседних видов колебаний, различающихся номером p. Нетрудно показать, что при $p \gg 1$ разность резонансных частот соседних видов постоянна и равна $\Delta\nu = \frac{c}{2l}$, где c — скорость света в свободном пространстве.

Одним из отличий открытых резонаторов от рассмотренных «закрытых» (полых) резонаторов является подавление высших видов колебаний, характеризующихся вариациями поля в поперечном сечении резонатора. Этим видам присущи более высокие дифракционные потери и значительно более низкие добротности, чем основному виду, эпюра поля которого изображена на рис. 10.32. Благодаря этому разделение частот между соседними высокодобротными видами колебаний в открытом резонаторе оказывается более значительным, чем в закрытом резонаторе того же диапазона частот, имеющем такие же геометрические размеры.

Открытые резонаторы начали применяться за последнее время в некоторых новых типах электронных приборов и в волномерах миллиметрового диапазона волн, в радиоспектроскопической аппаратуре и др. Особенно широкое распространение эти резонаторы нашли в лазерах — когерентных квантовых генераторах и усилителях оптического диапазона волн.

§ 10.8. СВЯЗЬ ПОЛЫХ РЕЗОНАТОРОВ С НАГРУЗКАМИ. ВОЗБУЖДЕНИЕ РЕЗОНАТОРОВ

Вопрос о связи полых резонаторов с внешними нагрузками и о возбуждении резонаторов сходен с вопросом о возбуждении волноводов.

Связь резонаторов с коаксиальными линиями большей частью осуществляется через петлю в отличие от волноводов, где в качестве элемента связи чаще используется штырь. Выбор петли обусловлен тем, что обычно не требуется обеспечивать весьма силь-

* Строго говоря, поле в открытых резонаторах имеет продольные составляющие, отсутствующие у волны типа ТЕМ. Однако при больших поперечных размерах зеркал поперечное волновое число оказывается обычно много меньше продольного волнового числа. В результате этого амплитуда продольных составляющих поля оказывается на несколько порядков меньше амплитуды поперечных составляющих.

ную связь резонатора с линией. Кроме того, не возникает особых затруднений с пробивной прочностью петли, поскольку в мощных электровакуумных приборах она располагается, как правило, в вакуумной части прибора. Наконец, во многих случаях размещение штыря в области максимального электрического поля невозможно по конструктивным соображениям. Это имеет место, например, в электровакуумных приборах, где через емкостный зазор резонатора пропускается электронный поток. Примеры связи резонатора с коаксиальной линией через петлю показаны на рис. 10.14 и 10.15.

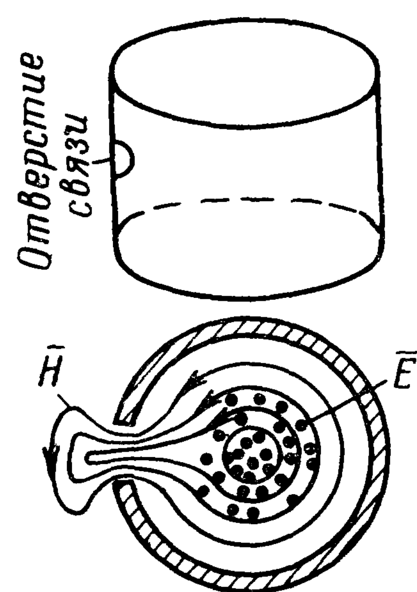


Рис. 10.33. Структура поля в цилиндрическом резонаторе при виде колебаний E_{010} в случае, когда в цилиндрической поверхности имеется отверстие связи

На коротких волнах, а также в случае необходимости и на сравнительно длинных волнах ($\lambda \sim 10$ *см* и более) резонаторы связываются непосредственно с волноводными линиями. В качестве элемента связи часто используется отверстие в общей стенке между резонатором и волноводом. Резонатор тесно скрепляется (спаивается) с волноводом.

Размеры отверстия выбираются, как правило, такими, что оно обладает нерезонансными свойствами и имеет на рабочей частоте индуктивную проводимость. Чем больше отверстие связи, тем ниже нагруженная добротность $Q_н$ и внешняя добротность $Q_{вн}$, а также меньше активная проводимость резонатора G, определенная по отношению к плоскости входного окна.

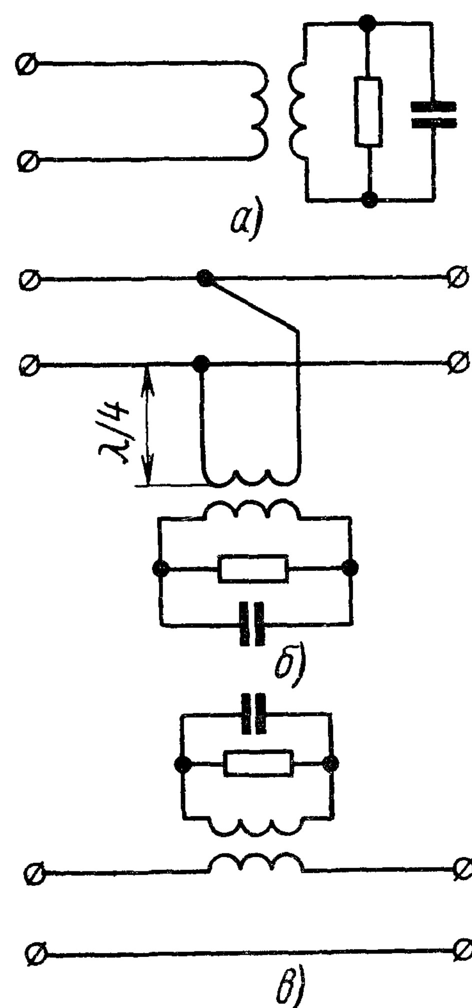


Рис. 10.34. Эквивалентные схемы соединений волновода с полым резонатором. Буквы *а*, *б*, *в* проставлены в соответствии с рис 10.35

Резонатор должен быть так ориентирован относительно волновода, чтобы совпадало направление полей около отверстия связи. Рассмотрим в качестве примера связь волновода с цилиндрическим резонатором, возбужденным на виде колебаний E_{010}. На рис. 10.33 показано распределение поля вблизи отверстия в цилиндрической поверхности этого резонатора. Характер полей вблизи отверстия в стенке прямоугольного волновода при волне типа H_{10} рассматривался на рис. 8.40. С учетом этих полей можно соединять резонатор с торцом волновода, а также включать резонатор в широкую и узкую стенки волновода, как показано на рис. 10.35.

Соответствующие эквивалентные схемы

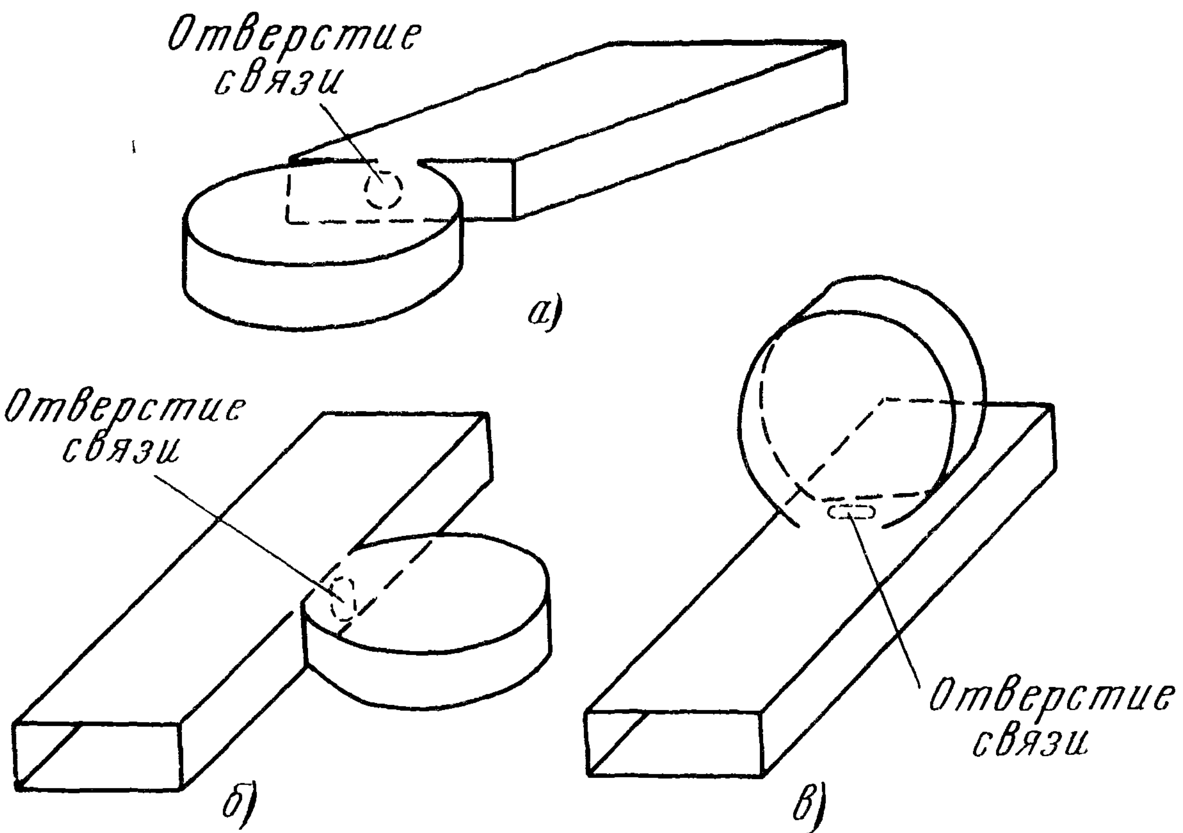


Рис. 10.35. Способы связи цилиндрического резонатора, возбужденного на виде колебаний E_{010}, с прямоугольным волноводом, возбужденным на волне типа H_{10}:

а — торцовое (оконечное) соединение; *б*, *в* — соединения через широкую и узкую стенки волновода

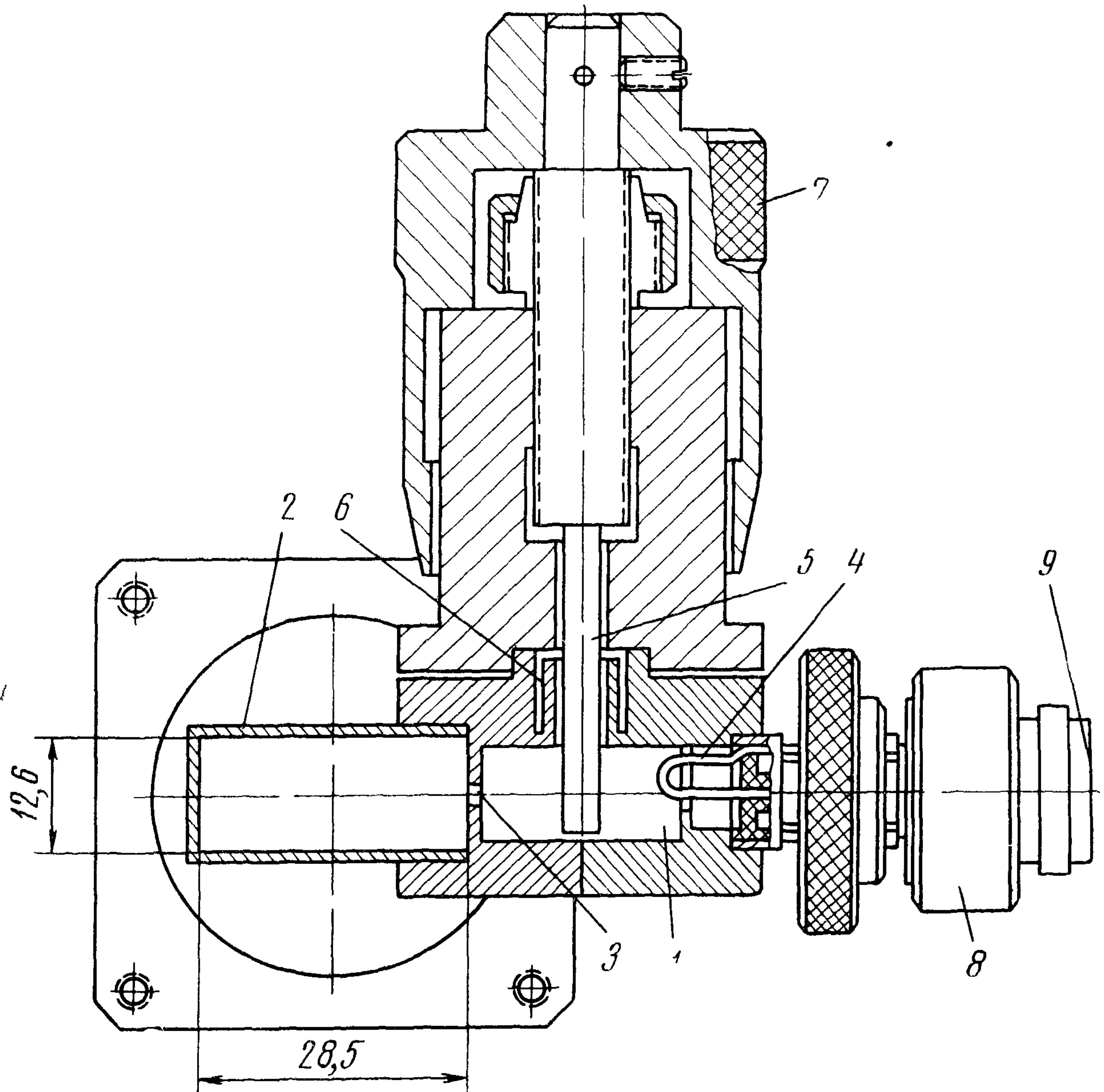


Рис. 10.36. Устройство проходного резонансного волномера 3-*см* диапазона, имеющего цилиндрический резонатор с укорачивающей емкостью (вид колебаний E_{010}). Связь резонатора с волноводом осуществляется через отверстие, связь с детектором — через петлю

1 — резонатор; *2* — сечение волновода; *3* — отверстие связи; *4* — петля связи, *5* — настроечный стержень, *6* — четвертьволновый дроссель, *7* — барабан со шкалой, *8* — патрон с детектором, *9* — выход к микроамперметру

приведены на рис. 10.34. Следует обратить внимание на четвертьволновое расстояние от колебательного контура до длинной линии на эквивалентной схеме включения резонатора через узкую стенку волновода. Аналогичное четвертьволновое расстояние обсуждалось в § 6.6 по поводу свойств волноводных Н-тройников. Для наглядности можно представить себе, что отверстие связи находится на короткозамкнутом конце четвертьволнового шлейфа, входящего в состав рассматриваемого волновода. Таким образом, можно говорить о *последовательном, параллельном* и *оконечном* включениях полого резонатора в волновод.

В некоторых случаях при включении полых резонаторов по схеме четырехполюсника используются одновременно два вида связи — связь через отверстие с волноводом и связь через петлю с коаксиальной линией. Примером подобного включения может служить проходной резонансный волномер 3-*см* диапазона, устройство и внешний вид которого показаны на рис. 10.36 и 10.37.

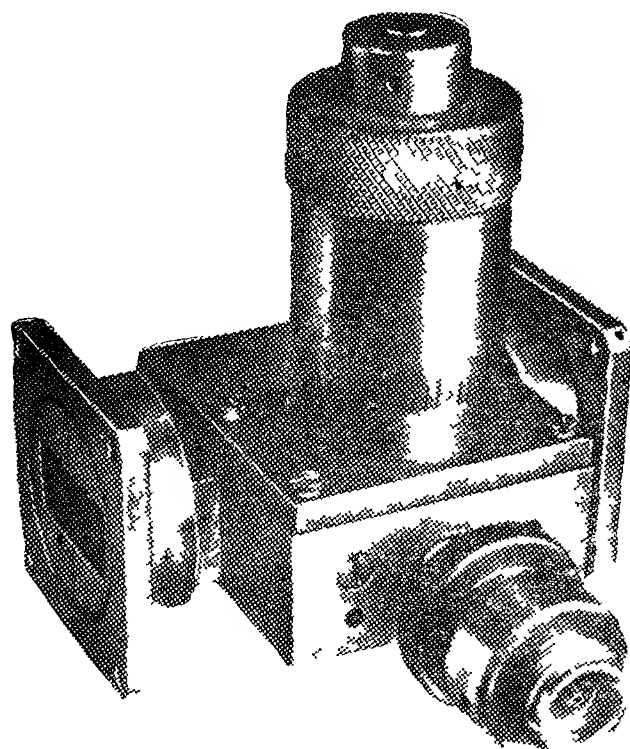
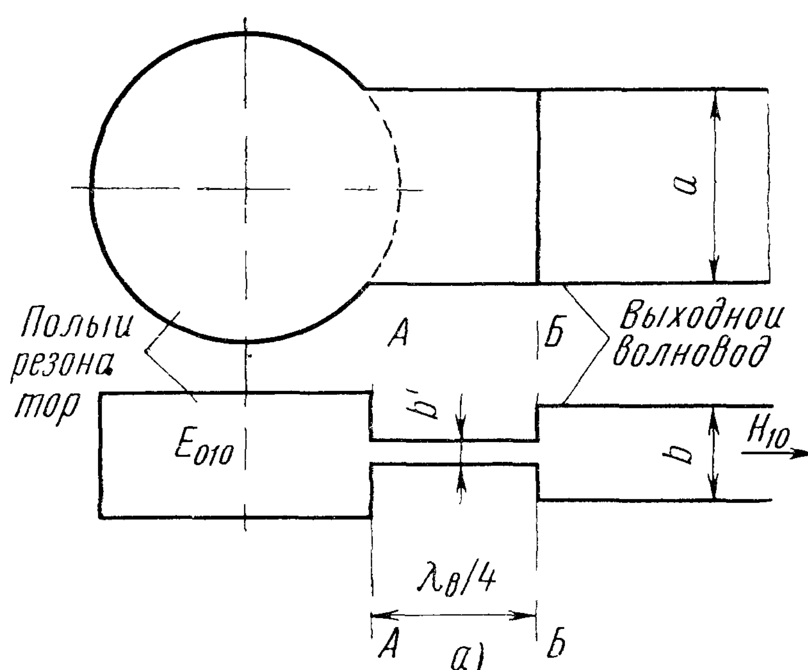


Рис. 10.37. Внешний вид волномера, показанного на рис. 10.36

Соединения полых резонаторов с волноводами, изображенные на рис. 10.35, применяются в ответвительных антенных переключателях с высокодобротными резонансными разрядниками. Торцовое соединение через индуктивное окно (рис. 10.35, *а*) используется во многих генераторных и усилительных приборах, имеющих волноводный вывод энергии.



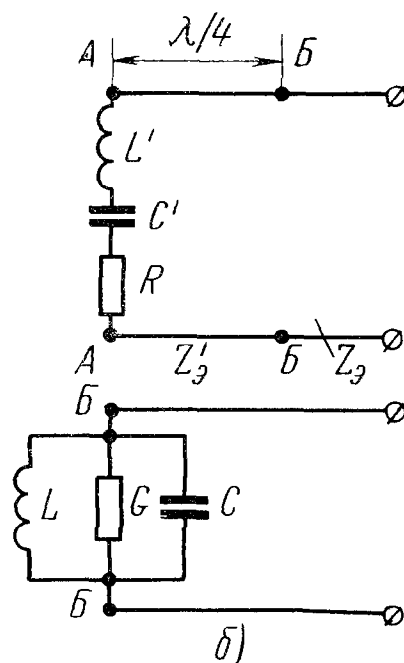


Рис. 10.38. Связь цилиндрического резонатора с прямоугольным волноводом через четвертьволновый трансформатор

В волноводных выводах энергии электровакуумных приборов СВЧ находит применение и другой способ связи с полыми резонаторами, схематически изображенный на рис. 10.38,*а* на примере цилиндрического резонатора. Между волноводом и резонатором включен четвертьволновый волно-

водный трансформатор. В стенке резонатора прорезана щель, размеры которой совпадают с размерами поперечного сечения трансформирующего волновода. Таким образом, реактивная проводимость окна связи в данном случае отсутствует, если отвлечься от небольших реактивных проводимостей, обусловленных нераспространяющимися высшими типами волн в области каждой из ступенек.

Эквивалентные схемы по отношению к сечениям *АА* и *ББ* показаны на рис. 10.38,*б*. В качестве эквивалентной схемы резонатора в сечении *АА* целесообразно выбрать не параллельное, как обычно, а последовательное включение сопротивления R, упоминавшееся в связи с рис. 9.1,*а*. Активное входное сопротивление четвертьволнового трансформатора со стороны сечения *АА* оказывается включенным последовательно с сопротивлением потерь R*.

Трансформация параметров из сечения *АА* в сечение *ББ* с учетом свойств четвертьволнового трансформатора приводит к тому, что эквивалентная схема в плоскости *ББ* приобретает вид резонансного контура с параллельно включенной активной проводимостью G (рис. 10.38,*б*). Чем меньше эквивалентное сопротивление трансформирующего волновода $Z'_э$, т. е. чем меньше размер b' четвертьволнового трансформатора, тем выше нагруженная и внешняя добротности данного резонатора и тем больше активная проводимость G в сечении *ББ*.

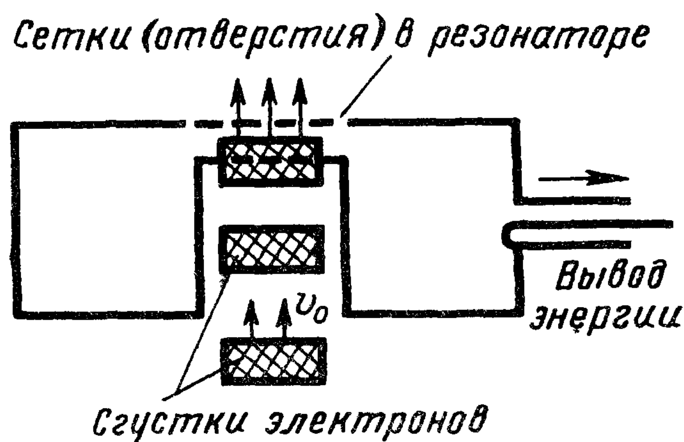


Рис. 10.39. Возбуждение колебаний в полом резонаторе с помощью модулированного по плотности электронного потока

Большой интерес представляет непосредственное возбуждение колебаний в резонаторе с помощью модулированного по плотности электронного потока. С этой целью электронный пучок пропускается через отверстия или сетки в той части резонатора, где имеется максимальное высокочастотное электрическое поле, как показано на рис. 10.39. Анализ показывает, что направление движения электронов должно по возможности совпадать с направлением электрических силовых линий внутри резонатора. Сгустки электронов, двигающиеся с начальной скоростью v_0, периодически проходя через резонатор, наводят в нем токи и отдают полю часть своей кинетической энергии. Этот способ возбуждения, являющийся основой многих современных электронных приборов СВЧ, детально рассматривается в курсе электровакуумных приборов сверхвысоких частот.

§ 10.9. ПОНЯТИЕ ОБ ИЗМЕРЕНИЯХ ПАРАМЕТРОВ ПОЛЫХ РЕЗОНАТОРОВ

В связи с невысокой точностью расчета большинства полых резонаторов особое значение имеет экспериментальное измерение их параметров. Наиболее часто на практике приходится сталкиваться с измерением резонансной длины волны резонатора λ_0, соб-

---

* Последовательное эквивалентное представление сопротивления потерь резонатора используется, например, при некоторых расчетах магнетронов. Собственная добротность контура в этом случае оказывается равной

$$Q_0 = \sqrt{\frac{L'}{C'}}\Big/R.$$

ственной добротности Q_0, внешней добротности $Q_{вн}$ и нагруженной добротности $Q_н$.

Существует большое число методов, находящих применение в различных условиях в зависимости от порядка величин Q_0 и $Q_н$, количества элементов связи исследуемого резонатора и т. д. Ниже рассматриваются лишь некоторые типичные измерения, применяемые на практике.

а. Измерение параметров резонатора с помощью измерительной линии

Обратимся к полому резонатору, имеющему связь только с одной передающей линией. Эквивалентная схема подобного включения, которую можно назвать также *схемой двухполюсника*, рассматривалась на рис. 10.34, *а*.

Один из весьма распространенных способов измерения по методу двухполюсника основывается на измерении коэффициента стоячей волны в линии, на конце которой находится резонатор, в зависимости от длины волны задающего генератора. Упрощенная схема измерительной установки, в которой в качестве задающего генератора использован отражательный клистрон, изображена на рис. 10.40.

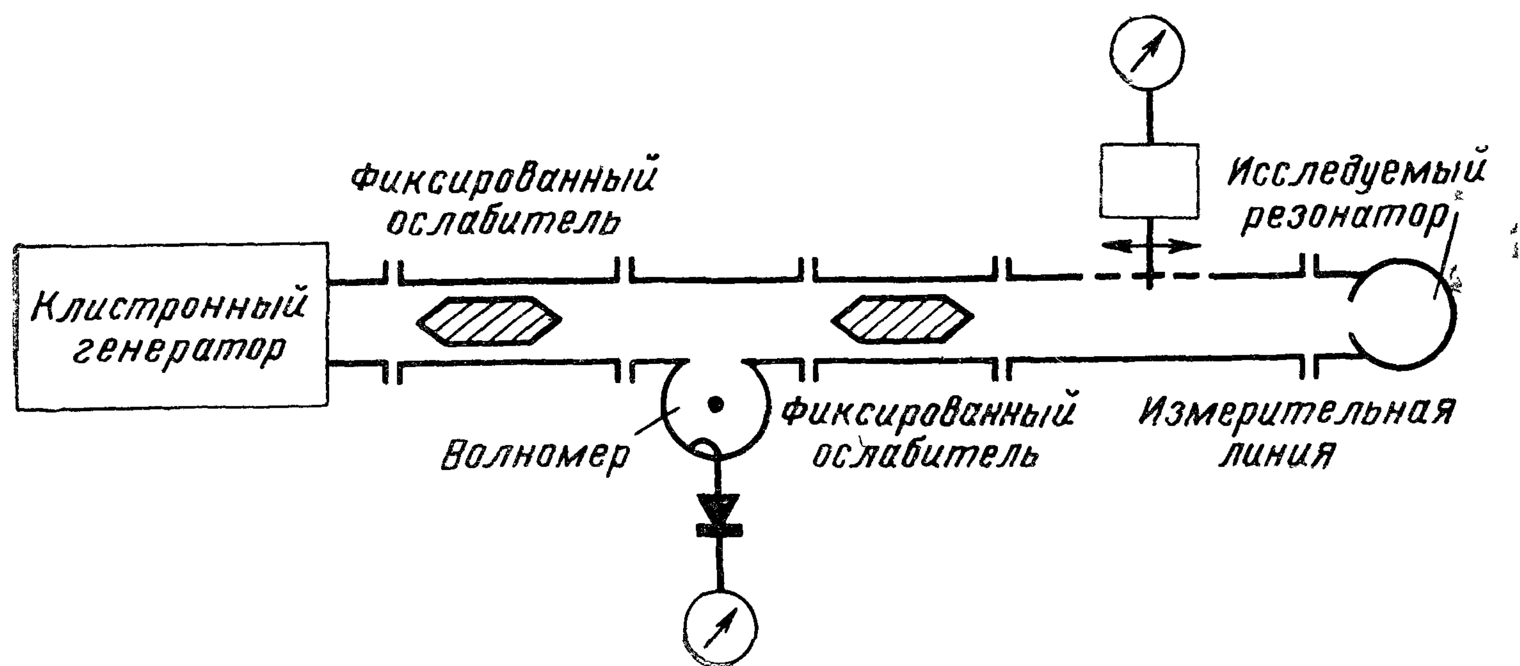


Рис. 10.40. Блок-схема волноводной установки с измерительной линией для измерения параметров полого резонатора по методу двухполюсника

Активная проводимость резонатора вблизи резонансной частоты практически неизменна. Поэтому можно считать, что входная проводимость резонатора при увеличении длины волны изменяется на полярной круговой диаграмме полных проводимостей по окружности $G = \mathrm{const}$, как показано на рис. 10.41 *. Зависимость

* Для уяснения этого следует вспомнить закон изменения величин G и jB резонатора в зависимости от частоты и от длины волны, показанный на рис. 9.2.

КСВ в линии от длины волны, вытекающая из рассмотренных диаграмм, изображена на рис. 10.42. Наименьшая величина КСВ, обозначенная через ρ_0, соответствует резонансной длине волны λ_0 и равна либо G, либо $\frac{1}{G}$, где G — активная проводимость резонатора в плоскости входного окна, выраженная в относительных единицах.

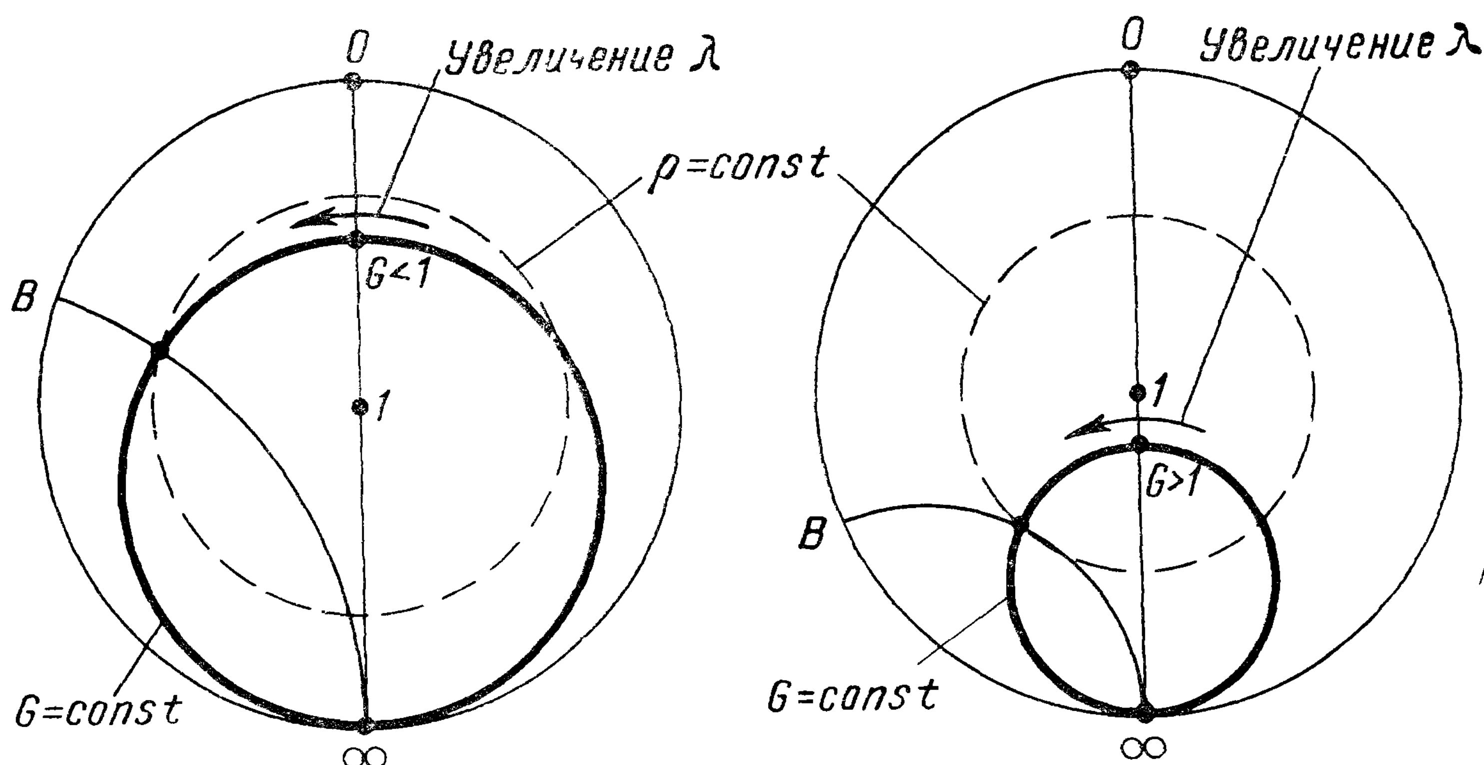


Рис. 10.41. Изменение входной проводимости полого резонатора в зависимости от длины волны для случаев $G<1$ и $G>1$

Таким образом, для экспериментального определения резонансной длины волны достаточно найти минимум зависимости $\rho=f(\lambda)$ в волноводе, связанном с рассматриваемым резонатором.

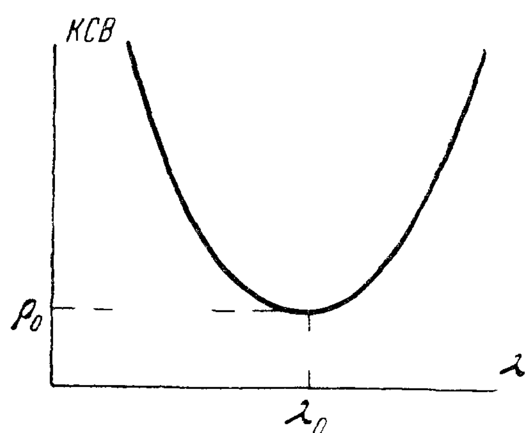


Рис. 10.42. Зависимость КСВ, измеряемого по точкам в схеме, изображенной на рис. 10.40, от длины волны при фиксированном виде колебаний

Кривая $\rho=f(\lambda)$, снятая экспериментальным путем, дает возможность определить и остальные параметры резонатора, если разрешить неопределенность между $G=\rho_0$ и $G=\frac{1}{\rho_0}$. С этой целью обычно рассматривают *фазовую характеристику* полого резонатора, которая представляет собою зависимость положения минимума стоячей волны в подводящей линии от длины волны генератора.

Типичный вид фазовых характеристик $l_{\text{мин}}=f(\lambda)$, непосредственно следующих из рис. 10.41, изображен на рис. 10.43. Через $l_{\text{мин}}$ здесь обозначено расстояние между исследуемым резонатором и одним

из ближайших минимумов напряжения. Как видно из рис. 10.43,*а*, в случае пересвязи резонатора со входной линией ($G<1$), когда окружность $G=\mathrm{const}$ на рис. 10.41, *а* охватывает центр круговой диаграммы, резкая расстройка генератора относительно резонанса приводит к смещению минимума на величину $\pm\frac{\lambda_в}{4}$. Таким образом, при $G<1$ фазовая характеристика резонатора претерпевает вблизи резонанса полное смещение, приближающееся к половине длины волны в рассматриваемой линии.

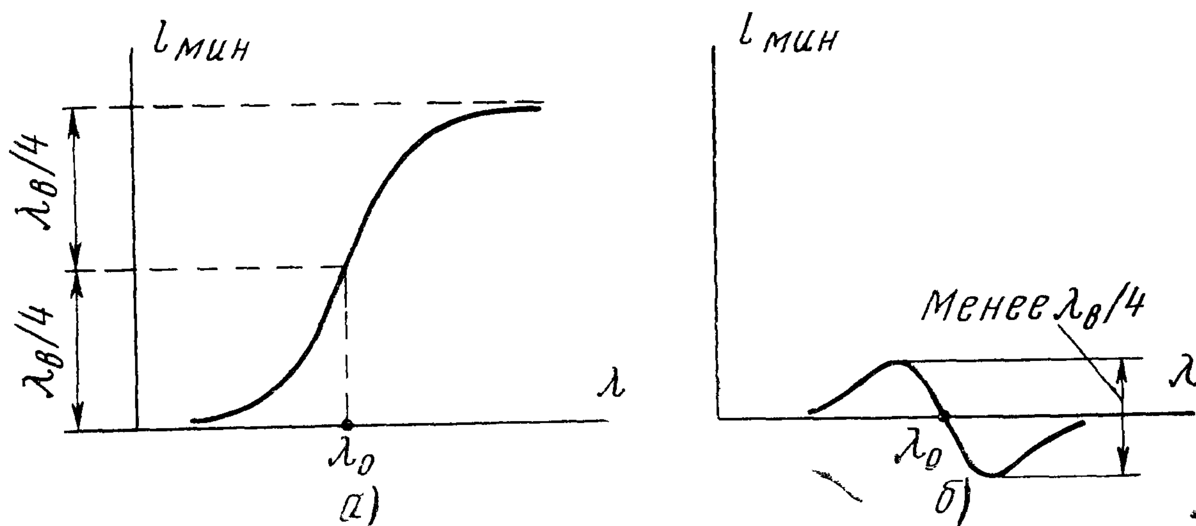


Рис. 10.43. Фазовые характеристики, показывающие сдвиг минимума стоячей волны в линии по отношению к полому резонатору:

а — случай пересвязи $G<1$, *б* — случаи недосвязи $G>1$

Иначе обстоит дело в режиме недосвязи ($G>1$), когда окружность $G=\mathrm{const}$ на рис. 10.41, *б* не охватывает центра диаграммы. Минимум стоячей волны при резкой расстройке в обе стороны от резонанса возвращается в положение, где он находился при резонансе. Максимальное отклонение фазовой характеристики в последнем случае всегда меньше $\frac{\lambda_в}{4}$, как показано на рис. 10.43, *б*.

Отсюда следует, что, имея экспериментально снятую кривую $\rho=f(\lambda)$ (см. рис. 10.42) и определив дополнительно по точкам вид фазовой характеристики $l_{мин}=f(\lambda)$, можно найти второй важный параметр полого резонатора — активную проводимость G, приведенную ко входной линии и выраженную в относительных единицах.

Диапазонные характеристики $\rho=f(\lambda)$ и $l_{мин}=f(\lambda)$ дают возможность вычислить также добротности резонатора Q_0, $Q_н$ и $Q_{вн}$. В соответствии с § 9.3 и 9.5, учитывая линейный характер зависимости $B=f(\lambda)$, можно переписать уравнения (9.13), (9.18) и (9.19) в виде

$$Q_0=\frac{\lambda_0}{2G}\,\frac{|B|}{|\lambda-\lambda_0|}; \qquad (10.33)$$

$$Q_{\text{н}} = \frac{\lambda_0}{2(1+G)} \frac{|B|}{|\lambda - \lambda_0|}; \tag{10.34}$$

$$Q_{\text{вн}} = \frac{\lambda_0}{2} \frac{|B|}{|\lambda - \lambda_0|}. \tag{10.35}$$

Через G и B здесь обозначены активная и реактивная проводимости полого резонатора в плоскости эквивалентного представления, выраженные в относительных единицах через характеристическую проводимость входной линии.

Величины λ_0 и G, входящие в (10.33) — (10.34), известны из предыдущих рассуждений. Поэтому для определения добротностей резонатора требуется лишь найти абсолютную величину реактивной проводимости резонатора $|B|$ на некоторой длине волны λ, не равной λ_0.

Рассмотрим с этой целью одну из точек кривой, изображенной на рис. 10.42, и, зная по величине ρ_0 активную проводимость G, найдем реактивную проводимость $|B|$, соответствующую выбранному значению КСВ на волне λ. Проведем на круговой диаграмме окружность $\rho = \text{const}$, как показано на рис. 10.41. Точки пересечения окружностей $\rho = \text{const}$ и $G = \text{const}$ определяют искомую величину $|B|$ при выбранной расстройке $|\Delta\lambda| = |\lambda - \lambda_0|$.

При расчете добротностей по уравнениям (10.33) — (10.34) в принципе достаточно произвести отсчет $|B|$ в одной точке. Для повышения точности, однако, можно воспользоваться измерениями КСВ при различных значениях длины волны λ, выбирая значения КСВ, удобные с практической точки зрения.

Описанный метод дает хорошие результаты при значениях $Q_{\text{н}}$, лежащих в пределах примерно от 10 до 1000, если величины ρ_0 и ρ не выходят за пределы надежно измеряемых значений КСВ. Соответствующий диапазон значений G лежит ориентировочно в пределах от 0,05 до 20.

б. Осциллографические измерения параметров полых резонаторов

Измерение резонансной длины волны и добротностей полого резонатора возможно путем осциллографического наблюдения его резонансной кривой. Рассмотрим применение этого метода в случае, когда полый резонатор может быть представлен в виде четырехполюсника, т. е. имеет два элемента связи.

Простейший вариант установки для осциллографического измерения величин λ_0 и $Q_{\text{н}}$ изображен на рис. 10.44. Частота колебаний измерительного генератора непрерывно качается (модулируется) вблизи резонансной частоты исследуемого резонатора. На экране осциллографа одновременно наблюдаются огибающие высокочастотных сигналов, проходящих через исследуемый резона-

тор и через волномер, причем последний обеспечивает метку для отсчета длины волны или частоты. В некоторых случаях метка от волномера создается путем модуляции луча по яркости, либо наблюдается в виде «провала» на основной резонансной кривой за счет отсоса части мощности из высокочастотного тракта.

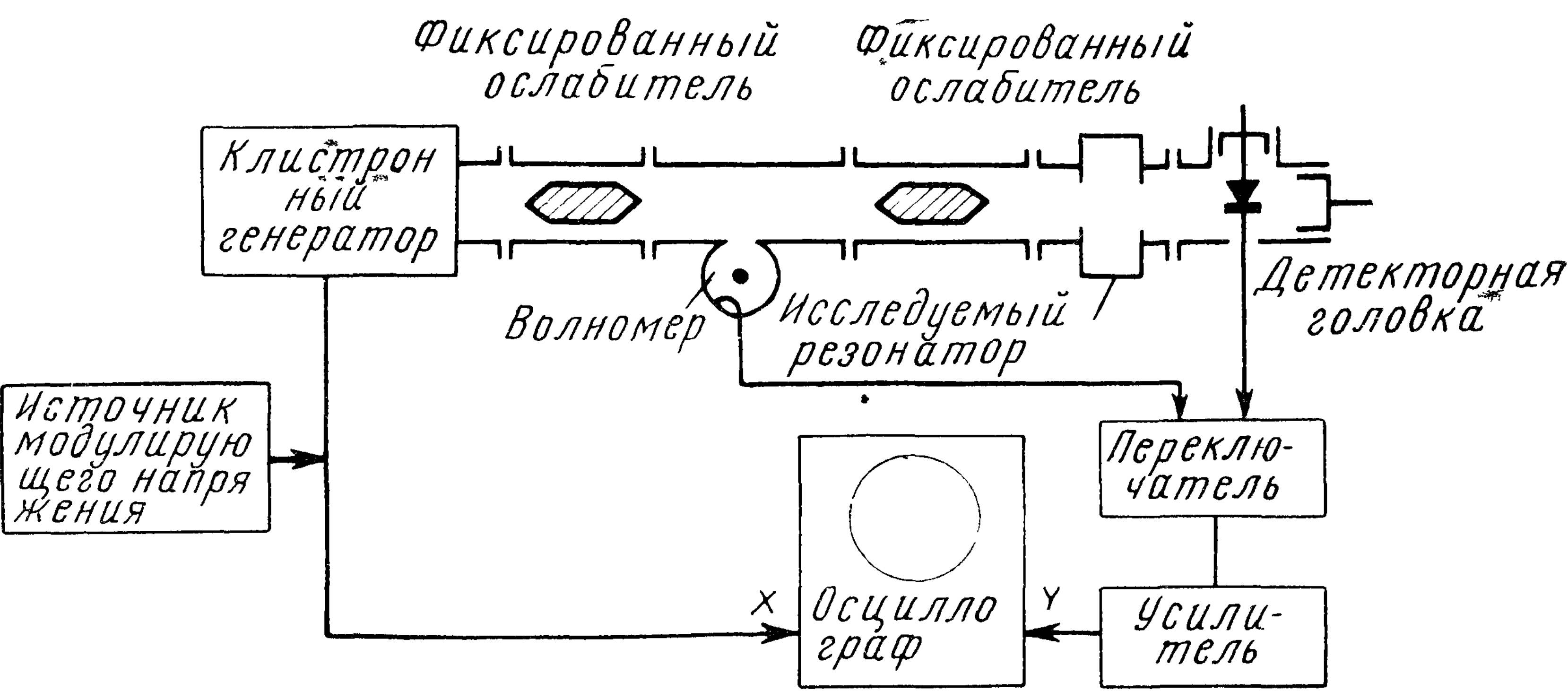


Рис. 10.44. Блок-схема волноводной установки для осциллографического измерения параметров полых резонаторов с двумя элементами связи

В основе данного метода измерения добротности $Q_н$ лежит соотношение, справедливое для всякого резонансного контура, включенного по проходной схеме:

$$Q_н = \frac{\lambda_0}{|\lambda_1 - \lambda_2|}, \tag{10.36}$$

где λ_1 и λ_2 — длины волн, соответствующие прохождению через резонатор половинной мощности по отношению к мощности, проходящей на резонансной длине волны λ_0 (см. рис. 10.45, *а*).

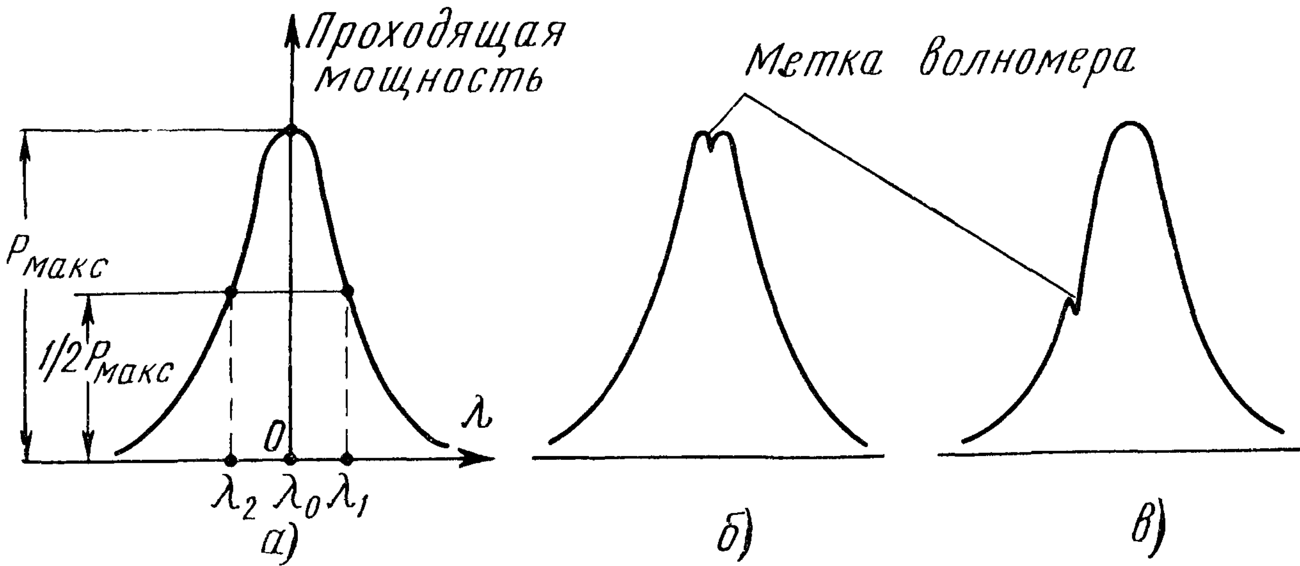


Рис. 10.45. К определению длин волн λ_0, λ_1 и λ_2 по осциллограмме резонансной кривой в схеме, изображенной на рис. 10.44

Таким образом, измерение сводится к перемещению частотной метки по осциллограмме резонансной кривой (рис. 10.45, *б*, *в*) и к отсчету величин λ_0, λ_1 и λ_2 по градуировочной кривой или таблице волномера. Очевидно, что нагруженная добротность волномера должна быть значительно больше нагруженной добротности исследуемого резонатора.

В качестве генератора с качающейся частотой широко используются отражательные клистроны. Диапазон электронной настройки отражательного клистрона, в пределах которого возможно безынерционное качание частоты, сравнительно невелик. Так, на волне длиною 10 *см* он составляет примерно 15 *Мгц*, т. е. около 0,5%. В этом диапазоне должна уложиться резонансная кривая резонатора. Следовательно, наименьшая измеряемая величина $Q_н$ составляет около 200.

Для того чтобы получить величины собственной и внешней добротностей, необходимо проделать какой-либо дополнительный эксперимент. С этой целью при симметричной связи достаточно измерить вносимые потери. Сигнал генератора пропускают на ту же детекторную головку, минуя исследуемый резонатор, и измеряют ослабление сигнала, проходящего через резонатор. После этого используют уравнение вносимых потерь (9.33). С учетом условия симметрии $Q_{вх}=Q_{вых}$ уравнение (9.33) приобретает вид

$$L = 20\lg \frac{Q_0}{Q_0 - Q_н}. \qquad (10.37)$$

Зная из эксперимента величины $Q_н$ и L, нетрудно определить собственную добротность Q_0 и через нее другие параметры резонатора.

Существует и другая возможность приближенного определения величины Q_0, если резонатор позволяет регулировать степень связи, например, путем поворота входной и выходной петель. В последнем случае, уменьшая связь в пределах, допускаемых чувствительностью имеющейся аппаратуры, приближают величину $Q_н$ к собственной добротности Q_0. Очевидно, что погрешность здесь всегда направлена в сторону уменьшения величины Q_0.

Осциллографический метод Q-измерений удается применять не только при включении полого резонатора по схеме четырехполюсника, но и в случае схемы двухполюсника.

в. Особенности измерения очень низких значений нагруженной добротности

Резонансные окна и резонансные зазоры, представляющие собою одну из разновидностей колебательных систем СВЧ, обладают, как правило, весьма низкой нагруженной добротностью (порядка 1—5).

Методы Q-измерений, описанные в предыдущих разделах, оказываются в этом случае практически непригодными. Вместе с тем уменьшается и число параметров, представляющих реальный интерес. Основными параметрами здесь являются лишь резонансная длина волны и нагруженная добротность. Собственная добротность резонансных окон и зазоров обычно не рассматривается.

Основным путем измерения столь низкодобротных систем является видоизмененный метод измерительной линии. Рассмотрим резонансное

окно или резонансный зазор, включенный поперек волновода, как было показано выше на рис. 9.3,*а*. На выходном конце волновода включена хорошо согласованная нагрузка. Измерительная линия, расположенная между исследуемым объектом и согласованным измерительным генератором, позволяет снимать по точкам зависимость коэффициента стоячей волны в линии от длины волны в свободном пространстве.

Эквивалентная схема, соответствующая рассматриваемому включению окна или зазора, была показана на рис. 9.3, *б*. Суммарная активная проводимость двух нагрузок, шунтирующих окно, оказывается равной 2 отн. ед. Величиной активной проводимости G, как правило, можно пренебречь, считая $G \ll 2$.

Обозначим нагруженную добротность, соответствующую этому случаю, через $Q_{н2}$. На основании общего выражения (9.18) можно написать:

$$Q_{н2} \cong \frac{\omega}{2 \cdot 2} \left(\frac{dB}{d\omega}\right)_{\omega \approx \omega_0} = -\frac{\lambda_0}{4} \left(\frac{dB}{d\lambda}\right)_{\lambda \approx \lambda_0}. \qquad (10.38)$$

Выразим производную $\frac{dB}{d\lambda}$ через производную модуля коэффициента отражения $|\Gamma|$, поддающегося более простому измерению. Нетрудно показать, что при $B \ll 2$ и $G \ll B$

$$\frac{dB}{d\lambda} \cong 2 \frac{d|\Gamma|}{d\lambda}.$$

Подставляя последнее соотношение в (10.38), имеем:

$$Q_{н2} \cong \frac{\lambda_0}{2} \frac{d|\Gamma|}{d\lambda}. \qquad (10.39)$$

Уравнение (10.39) лежит в основе экспериментального определения параметров резонансных окон и резонансных зазоров. Зависимость $|\Gamma| = f(\lambda)$ имеет вид, качественно обсуждавшийся на рис. 6.15; по оси ординат на этом рисунке можно теперь подразумевать величину $|\Gamma|$. Сняв по точкам подобную кривую, графически определяют наклон одной или обеих ветвей кривой $|\Gamma| = f(\lambda)$ и находят искомые величины λ_0 и $Q_{н2}$.

§ 10.10. ВЫБОР ФОРМЫ ПОЛОГО РЕЗОНАТОРА И ВИДА КОЛЕБАНИЙ

В двух основных областях применения полых резонаторов — электровакуумных приборах сверхвысоких частот и измерительной аппаратуре — к полым резонаторам предъявляются существенно различные требования.

Стремление обеспечить возможно более высокие собственную и нагруженную добротности резонаторов, применяемых в качестве эталонов частоты, волномеров, эхо-резонаторов и т. д., приводит к использованию резонаторов преимущественно выпуклой формы. При этом иногда идут на то, что используемый вид колебаний не является низшим (например, вид H_{011} в цилиндрическом резонаторе). Вогнутые резонаторы, характеризующиеся малым отношением объема к поверхности и имеющие более низкую добротность, в измерительной аппаратуре представляют меньший интерес.

При использовании полых резонаторов в электронных приборах необходимо учитывать специфическое требование, связанное с электронным механизмом,— малость времени пролета электронов через резонатор в сравнении с периодом высокочастотных колебаний. Обычно время пролета не должно превышать половины периода.

Время пролета определяется протяженностью резонатора и скоростью электронов v_0, которая в свою очередь зависит от величины постоянного ускоряющего напряжения. Обычно скорость v_0 составляет порядка 0,02—0,4 скорости света, чему соответствует ускоряющее напряжение примерно от 100 *в* до 50 *кв*.

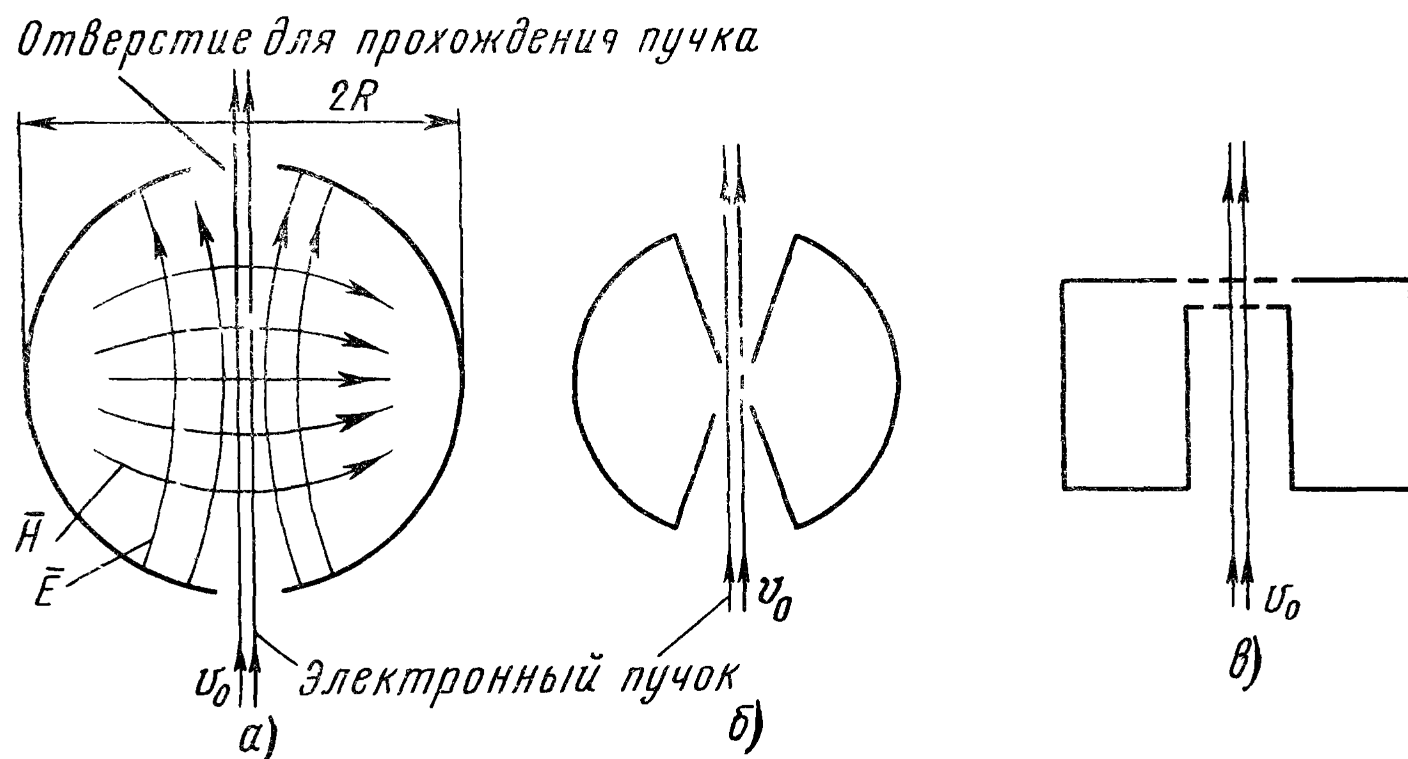


Рис. 10.46. Переход от выпуклого к вогнутому полому резонатору для обеспечения малого времени пролета электронов через резонатор

Возьмем в качестве примера сферический резонатор, структура поля в котором при низшем виде колебаний показана на рис. 10.46, *а*. Можно показать, что для этого случая резонансная длина волны приблизительно равна 2,29 R. Следовательно, время пролета электронов τ через резонатор при $v_0 = \text{const}$ составляет

$$\tau = \frac{2R}{v_0} = T\frac{2c}{2{,}29\,v_0},$$

где T — период высокочастотного колебания и c — скорость света в свободном пространстве.

Таким образом, даже при скорости электронов v_0, близкой к скорости света, время пролета τ было бы почти равным периоду колебаний T. Это указывает на непригодность данного резонатора для большинства электронных приборов СВЧ, даже если отвлечься от практических трудностей, связанных с изготовлением сферических резонаторов.

Вогнутые резонаторы, например, сферический резонатор с усеченными конусами, изображенный на рис. 10.46,*б*, более подходят для электровакуумных приборов. С технологической точки зрения еще удобнее применять тороидальные резонаторы (см. рис. 10.46,*в*, а также 10.29 и 10.39). Пропуская электроны через узкий зазор, можно удовлетворить условию $\tau < T$ даже при весьма низких ускоряющих напряжениях. Поэтому вогнутые резонаторы и применяются в электронных приборах, несмотря на то, что их собственная добротность меньше, чем у выпуклых резонаторов.

Требование малости высокочастотного зазора в резонаторе возникает не только в электронных, но и в газоразрядных приборах СВЧ. В последнем случае играет роль протяженность высокочастотного разрядного промежутка, определяющая условия зажигания и горения сверхвысокочастотного разряда.

В отличие от резонаторов, применяемых в измерительной технике, в случае электровакуумных приборов резонаторы почти всегда работают на низшем виде колебаний. Высшие виды колебаний используются, например, в коаксиальных резонаторах в сочетании с триодами СВЧ, поскольку приблизить поршень к лампе на расстояние менее 3/4 λ часто не удается. Рассматриваемый высший вид характеризуется, таким образом, увеличенным количеством вариаций поля по длине резонатора. Характер поля в поперечном сечении не меняется и соответствует по-прежнему волне типа ТЕМ в коаксиальной линии.

Высшие виды колебаний в полых резонаторах представляют особый интерес на наиболее коротких волнах с точки зрения увеличения геометрических размеров резонаторов. До сих пор, однако, этот вопрос не нашел достаточного практического разрешения.

Глава одиннадцатая

ЗАМЕДЛЯЮЩИЕ СИСТЕМЫ

§ 11.1. ВОЗМОЖНОСТЬ СОЗДАНИЯ ПЕРЕДАЮЩИХ ЛИНИЙ СВЧ С «МЕДЛЕННЫМИ» ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫМИ ВОЛНАМИ

Развитие электровакуумных приборов сверхвысоких частот потребовало создания передающих линий, по которым могут распространяться «медленные» электромагнитные волны. Фазовая скорость волн $v_ф$ должна быть приблизительно равна скорости электронов v_0, чтобы обеспечить длительное взаимодействие между электронами и полем. Это условие, часто называемое *условием синхронизма* или *резонансом скоростей*, лежит в основе большого класса усилителей и генераторов СВЧ — ламп бегущей и обратной волны и др*.

Скорость электронов не может превышать скорости света в свободном пространстве и, как правило, бывает значительно меньше c. Так, при использовании постоянных ускоряющих напряжений от 300 *в* до 30 *кв* скорость электронов изменяется в пределах от $0{,}0344c$ до $0{,}329c$. При напряжении, равном 300 *кв*, скорость электронов составляет $0{,}78c$. В таких же пределах должна находиться фазовая скорость волны, если необходимо обеспечить синхронизм между электронами и электромагнитным полем.

Линии, по которым могут распространяться волны с фазовой скоростью меньше скорости света в свободном пространстве, принято называть *замедляющими системами*. Отношение скорости света в свободном пространстве к фазовой скорости волны называется *коэффициентом замедления*. Типичная величина требуемого коэффициента замедления в соответствии с указанными выше соображениями составляет примерно от 3 до 50. В некоторых случаях, однако, коэффициент замедления должен быть лишь немногим более единицы.

Прибегая к аналогии с обычными электрическими цепями, можно уподобить замедляющую систему СВЧ простейшей линии задержки, изображенной на рис. 11.1. Фазовая скорость волны, бегущей по линии задержки, может быть сделана значительно

---

* Механизм взаимодействия электронов с бегущими электромагнитными волнами рассматривается во второй части курса, посвященной электровакуумным приборам СВЧ.

меньше скорости света в свободном пространстве. Она определяется известным уравнением

$$v_ф = \frac{1}{\sqrt{L_0 C_0}}, \qquad (11.1)$$

где L_0 и C_0 — сосредоточенные индуктивность и емкость каждой из ячеек, образующих рассматриваемую цепочку.

Следует иметь в виду, что при использовании передающих линий СВЧ по их основному назначению — для передачи энергии — абсолютная величина фазовой скорости волны не играет первостепенной роли. Таким образом, разработка замедляющих систем выдвигает новые проблемы, не встречающиеся в обычной волноводной технике. Наоборот, некоторые важные требования, предъявляемые к остальным передающим линиям, например, высокая электрическая прочность, не столь актуальны в случае замедляющих систем.

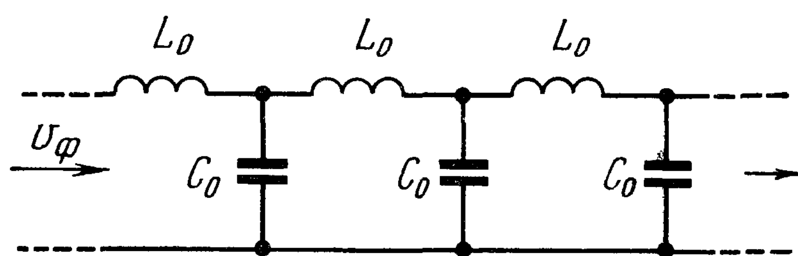


Рис. 11.1. Низкочастотная линия задержки, обеспечивающая $v_ф < c$

Получение «медленных» электромагнитных волн в принципе вполне возможно с помощью однородных волноводов при заполнении их диэлектриком с достаточно высокой относительной диэлектрической проницаемостью. Действительно, из уравнения (2.57) следует, что при достаточном удалении от критической частоты для получения коэффициента замедления, равного 3, т. е. $v_ф = 0{,}33c$, необходима вполне умеренная диэлектрическая проницаемость $\varepsilon \gg 9$. Однако если задаться коэффициентом замедления, равным 20, то требуемая относительная диэлектрическая проницаемость составляет уже более 400.

Обеспечить столь высокую диэлектрическую постоянную оказывается нелегко, особенно если учесть требование не очень больших высокочастотных потерь.

Таким образом, применение диэлектрических замедляющих систем при высоких значениях коэффициента замедления может оказаться неудобным. Следует иметь в виду и другие недостатки диэлектрических систем — трудность обработки некоторых диэлектриков, их недостаточную температурную стойкость или плохие вакуумные свойства.

Можно ли создать замедляющую систему, не содержащую диэлектрика? Очевидно, что обычные однородные металлические волноводы для этой цели не подходят, поскольку фазовая скорость в них всегда больше скорости света в свободном пространстве. Тем не менее, реальность «цельнометаллических» замедляющих

систем легко показать на примере коаксиальной линии, внутренний проводник которой свернут в спираль (рис. 11.2,*а*).

Волна типа ТЕМ, поступающая на вход спиральной линии, продолжает распространяться вдоль внутреннего проводника со скоростью, приблизительно равной скорости света в свободном пространстве. Обозначим через a радиус спирали и через s ее шаг. Тогда время τ, за которое волна обегает один виток, равно отношению длины витка к скорости света:

$$\tau = \frac{\sqrt{(2\pi a)^2 + s^2}}{c}.$$

За это же время волна проходит вдоль оси z путь, равный s. Таким образом, фазовая скорость волны в направлении оси линии, равная $\frac{s}{\tau}$, в рассматриваемом приближении составляет

$$v_\text{ф} = \frac{c}{\sqrt{1 + \left(\frac{2\pi a}{s}\right)^2}}. \qquad (11.2)$$

Фазовая скорость, определяемая уравнением (11.2), оказывается меньше скорости света c. Следовательно, спираль обладает свойствами линии задержки. Эквивалентной схемой спирали можно считать цепочку, изображенную выше на рис. 11.1.

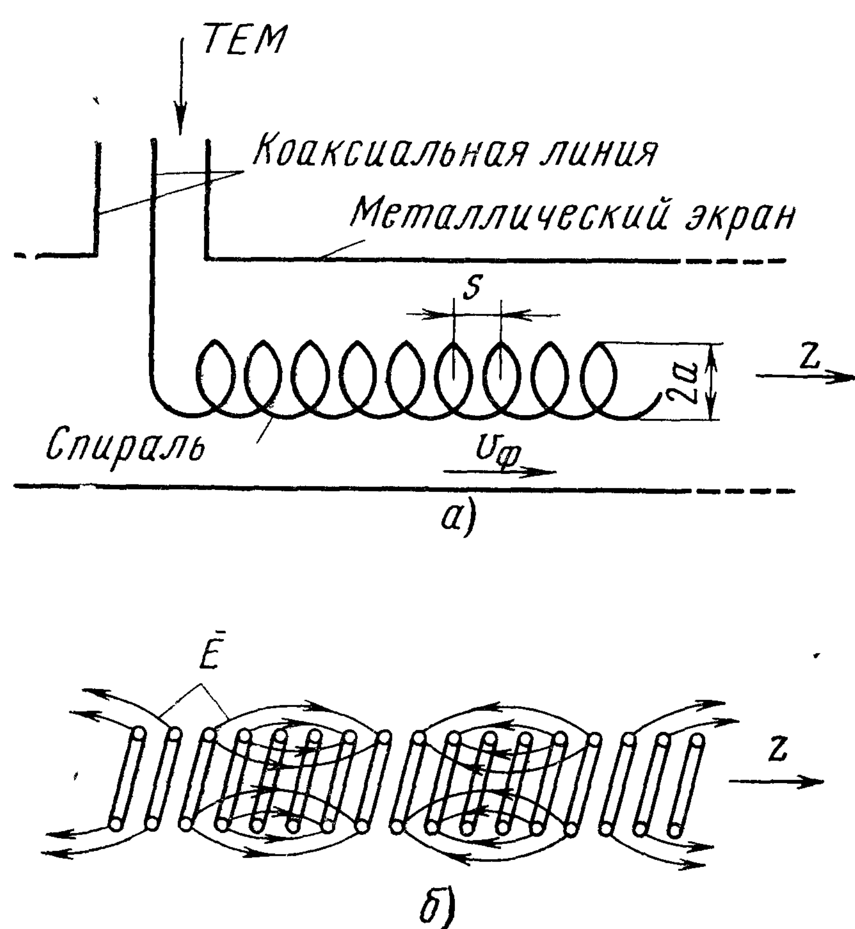


Рис. 11.2. Спиральная замедляющая система с коаксиальным входом (*а*) и качественная картина электрического поля в спирали в фиксированный момент времени (*б*)

Структура поля результирующей волны вблизи спирали качественно показана на рис. 11.2, *б*. Электрическое поле, существующее между витками спирали, имеет составляющую вдоль оси z. Таким образом, рассматриваемая замедленная волна должна быть в первом приближении отнесена к волнам типа Е или ТМ. Волны типа ТМ в замедляющих системах представляют особый интерес в электронике СВЧ, так как они обеспечивают взаимодействие электронного пучка с z-й составляющей электрического поля.

Уравнение (11.2) показывает, что спиральная замедляющая система может обеспечивать большую величину коэффициента

замедления. Положим $s=0{,}4$ *мм* и $a=1{,}5$ *мм*. Тогда по соотношению (11.2) фазовая скорость волны составляет $v_ф \cong 0{,}042c$. Коэффициент замедления $\frac{c}{v_ф}$ при этом равен примерно 23,6. Изменяя диаметр спирали и ее шаг, можно получить и другие требуемые значения коэффициента замедления.

Опыт довольно хорошо подтверждает справедливость уравнения (11.2), выведенного из качественных рассуждений. Спиральные замедляющие системы находят сейчас очень широкое применение в усилителях бегущей волны и в других электронных приборах СВЧ с нерезонансной колебательной системой.

Проведенные качественные рассуждения не позволяют сделать общих выводов о свойствах и о путях конструирования замедляющих систем. Поэтому в дальнейшем свойства замедляющих систем будут рассматриваться с более общих позиций, исходя из уравнений электромагнитного поля. В качестве отправной базы может быть снова целиком использована общая теория передающих линий СВЧ, рассмотренная в гл. 2.

§ 11.2. ОБЩИЕ СВОЙСТВА ЗАМЕДЛЕННЫХ ВОЛН

Обратимся сначала к сравнительно простому случаю однородной передающей линии, в которой необходимо создать замедленную электромагнитную волну. Используем с этой целью скалярное волновое уравнение

$$\nabla^2 L + k^2 L = 0,$$

обсуждавшееся в § 2.2. Через L здесь обозначена одна из составляющих высокочастотных электрического и магнитного полей в рассматриваемой линии, т. е. составляющих E_x, E_y, E_z, H_x, H_y или H_z.

Согласно выражению (2.34), общее решение этого уравнения при отсутствии потерь имеет вид

$$L = D \begin{matrix}\cos\\ \sin\end{matrix}\left(\xi x\right)\begin{matrix}\cos\\ \sin\end{matrix}\left(\eta y\right) e^{j(\omega t-\beta z)}, \tag{11.3}$$

где ξ и η — поперечные постоянные волны, бегущей в направлении оси z.

Фазовая постоянная β, входящая в это выражение, согласно § 2.2 связана с волновым числом k соотношением

$$\beta^2 = k^2 - (\xi^2 + \eta^2). \tag{11.4}$$

Уравнение (11.4) позволяет сделать общие выводы о возможности существования замедленных волн. В самом деле, постоянные β и k равны:

$$\beta = \frac{\omega}{v_ф};\ k = \frac{\omega}{c}\sqrt{\varepsilon\mu}.$$

Следовательно, для замедления волны ($v_ф < c$) при отсутствии диэлектрика, т. е. при $\varepsilon = \mu = 1$, необходимо обеспечить

$$\xi^2 + \eta^2 < 0.$$

Это означает, что по крайней мере одна из констант ξ или η, либо одновременно обе поперечные константы должны иметь мнимую величину:

$$\xi = j\xi_1; \quad \eta = j\eta_1,$$

где ξ_1 и η_1 — действительные величины, имеющие размерность обратной длины.

Но при мнимых значениях ξ и η тригонометрические функции в уравнении (11.3), описывающие вариацию поля в поперечном сечении линии, в случае замедленной волны превращаются в гиперболические функции по известным соотношениям

$$\sin(jx) = j\,\mathrm{sh}\,x; \quad \cos(jx) = \mathrm{ch}\,x.$$

Следовательно, если не заботиться сначала о физическом смысле получаемых соотношений, необходимо заключить, что общее выражение (11.3) для замедленной волны имеет вид

$$L = D\,\frac{\mathrm{ch}}{\mathrm{sh}}\,(\xi_1 x)\,\frac{\mathrm{ch}}{\mathrm{sh}}\,(\eta_1 y)\,e^{j(\omega t - \beta z)}. \qquad (11.5)$$

Поскольку одна из постоянных ξ или η может оставаться действительной величиной, составляющие поля в замедляющей системе могут также иметь вид

$$L = D\,\frac{\cos}{\sin}\,(\xi x)\,\frac{\mathrm{ch}}{\mathrm{sh}}\,(\eta_1 y)\,e^{j(\omega t - \beta z)}; \qquad (11.6)$$

$$L = D\,\frac{\mathrm{ch}}{\mathrm{sh}}\,(\xi_1 x)\,\frac{\cos}{\sin}\,(\eta y)\,e^{j(\omega t - \beta z)}. \qquad (11.7)$$

Эпюры составляющих электрического и магнитного полей по крайней мере вдоль одной из осей x или y в поперечном сечении замедляющей системы должны быть представлены функциями гиперболического синуса или гиперболического косинуса, как показано на рис. 11.3. Тангенциальная составляющая электрического поля не может обращаться в нуль одновременно на всех граничных поверхностях, поскольку гиперболические функции имеют не более одной нулевой точки.

Отсюда нужно немедленно сделать вывод, что внутри трубы, выполненной из идеально проводящего металла, нельзя возбудить замедленные волны. Тангенциальная составляющая электрического поля на всех границах трубы обязательно должна обращаться в нуль.

Получить конечную величину тангенциального электрического поля на стенках замедляющей системы можно при условии, что поверхностное сопротивление стенок отлично от нуля. Таким образом, по крайней мере одна из стенок замедляющей системы должна быть образована *импедансной поверхностью*, имеющей распределенное индуктивное или емкостное сопротивление или, если допустимы потери, распределенное активное сопротивление.

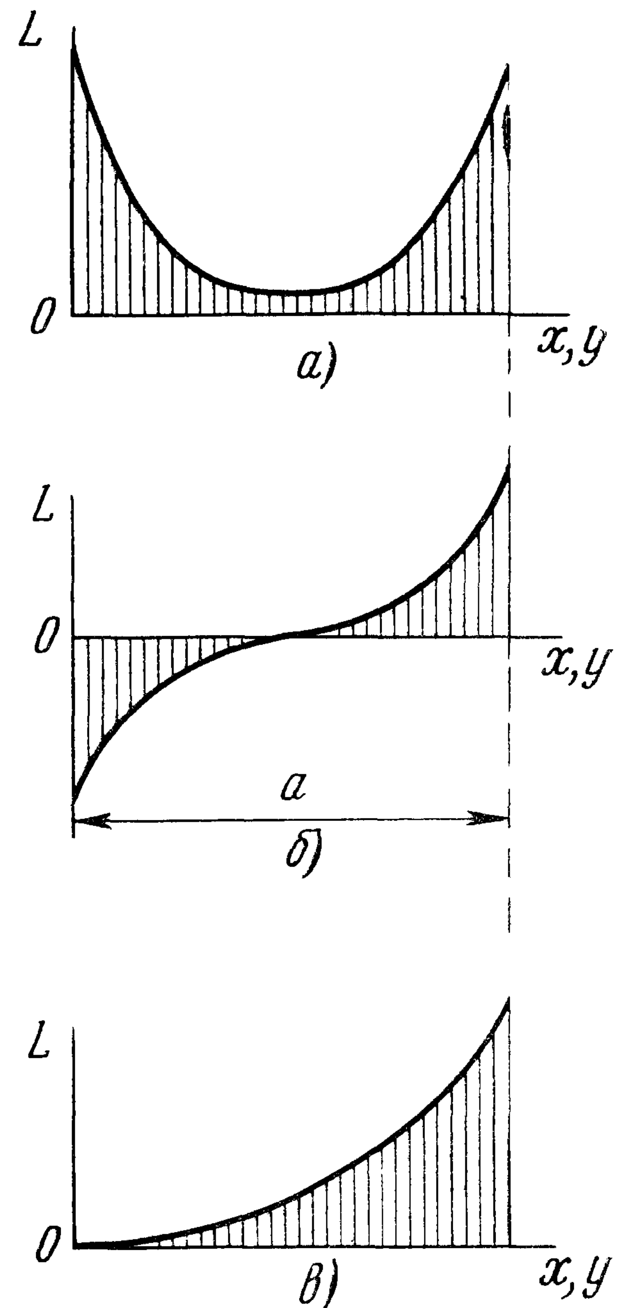


Рис. 11.3. Эпюры поля в поперечном сечении замедляющей системы. Через *а* обозначен один из размеров поперечного сечения рассматриваемой линии

а — симметричное распределение по закону гиперболического косинуса, *б* — распределение по закону гиперболического синуса *в* — частный случай асимметричного распределения поля

Для пояснения воспользуемся общими уравнениями волн типов TE и TM, полученными в гл 3 для случая прямоугольного волновода. Обозначим через Z_x и Z_y характеристические сопротивления рассматриваемой линии в направлениях осей x и y по аналогии с тем, как определяются обычные характеристические сопротивления Z_{TE} и Z_{TM} в продольном направлении. Учитывая относительное расположение векторов E и H, образующих поток энергии в заданном направлении, можно написать:

$$Z_x = -\frac{E_z}{H_y},\quad Z_y = \frac{E_z}{H_x},$$

а также

$$Z_x = \frac{E_y}{H_z},\quad Z_y = -\frac{E_x}{H_z}.$$

Подставляя сюда уравнения волн типа TM в прямоугольной системе координат (3 10) — (3 15), получаем:

$$(Z_x)_{TM} = j\,\frac{1}{\omega\varepsilon\varepsilon_0}\,\frac{\xi^2+\eta^2}{\xi}\,\mathrm{ctg}\,(\xi x - \varphi), \qquad (11\ 8)$$

$$(Z_y)_{TM} = j\,\frac{1}{\omega\varepsilon\varepsilon_0}\,\frac{\xi^2+\eta^2}{\eta}\,\mathrm{ctg}\,(\eta y - \psi) \qquad (11\ 9)$$

Соответственно для волн типа TE имеем:

$$(Z_x)_{TE} = -j\,\omega\mu\mu_0\,\frac{\xi}{\xi^2+\eta^2}\,\mathrm{tg}(\xi x - \varphi), \qquad (11\ 10)$$

$$(Z_y)_{TE} = -j\,\omega\mu\mu_0\,\frac{\eta}{\xi^2+\eta^2}\,\mathrm{tg}\,(\eta y - \psi). \qquad (11\ 11)$$

В случае обычных однородных передающих линий (волноводов) на поверхности идеально проводящих стенок необходимо положить: $Z_x = 0$; $Z_y = 0$. Отсюда, как нетрудно видеть, определяются хорошо известные из

теории прямоугольных волноводов константы ξ и η, соответственно равные $\frac{\pi m}{a}$ и $\frac{\pi n}{b}$.

Иначе обстоит дело в случае однородной линии, обладающей свойствами замедляющей системы. Для простоты представим, что стенка, совпадающая с плоскостью *xz*, расположена параллельно импедансной поверхности и имеет нулевое поверхностное сопротивление. Тогда постоянные φ и ψ в (11.8) — (11.11) имеют значения, определенные в (3.20), (3.22), (3.43) и (3.45). С учетом мнимой величины констант ξ и η функции тригонометрического тангенса должны перейти в гиперболические функции по уравнению

$$\mathrm{tg}\,(jx) = j\,\mathrm{th}\,x.$$

В результате поверхностное сопротивление импедансной поверхности Z_y оказывается равным

$$(Z_y)_{TM} = j\,\frac{1}{\omega\varepsilon\varepsilon_0}\,\frac{\xi_1^2 + \eta_1^2}{\eta_1}\,\mathrm{th}\,(\eta_1 y); \tag{11.12}$$

$$(Z_y)_{TE} = -\,j\,\omega\mu\mu_0\,\frac{\eta_1}{\xi_1^2 + \eta_1^2}\,\mathrm{th}\,(\eta_1 y), \tag{11.13}$$

где ξ_1 и η_1 — действительные величины. Аналогичные уравнения могут быть получены для поверхностных сопротивлений Z_x.

Как видно из выражения (11.12), в случае волн типа ТМ поверхностное сопротивление должно быть чисто реактивным и иметь положительный знак, т. е. должно иметь *индуктивный* характер. Поверхностное сопротивление, необходимое для существования замедленных волн типа ТЕ, согласно (11.13) должно иметь *емкостный* характер.

Имеется несколько способов создания реактивного поверхностного сопротивления стенок передающей линии. Одним из возможных путей является покрытие гладкой металлической поверхности слоем диэлектрика, как показано на рис. 11.4,*а*. Другим более удобным способом является создание щелей в проводящей металлической поверхности (рис. 11.4,*б*). Щели в рассматриваемой *гребенке* должны быть расположены достаточно часто, чтобы можно было считать их входное сопротивление равномерно распределенным вдоль линии. Расстояние между щелями с этой точки зрения должно быть много меньше длины волны, распространяющейся по линии с учетом получаемого замедления.

Основное внимание в дальнейшем будет обращаться на замедленные волны типа ТМ, которые, как указывалось выше, представляют основной интерес для электронных приборов СВЧ. Длина щелей l в гребенчатой системе для волн типа ТМ должна быть меньше четверти длины волны в свободном пространстве. При этом каждая щель имеет индуктивное входное сопротивление. Соответственно толщина диэлектрической пленки d (рис. 11.4,*а*) должна быть меньше четверти длины волны в пространстве, заполненном данным диэлектриком.

Характерной особенностью рассмотренных замедляющих систем является экспоненциальное убывание полей при удалении от стенок системы. Поле «прижимается» к системе тем теснее, чем больше постоянные ξ_1 и η_1, определяющие изменение поля в поперечном направлении.

Если замедление волны велико, т. е. $v_ф \ll c$, то фазовая постоянная волны β оказывается много больше фазовой постоянной k для свободного пространства. Поэтому на основании условия (11.4) можно приближенно написать для распространяющихся сильно замедленных волн:

$$\beta \cong \sqrt{\xi_1^2 + \eta_1^2}. \quad (11.14)$$

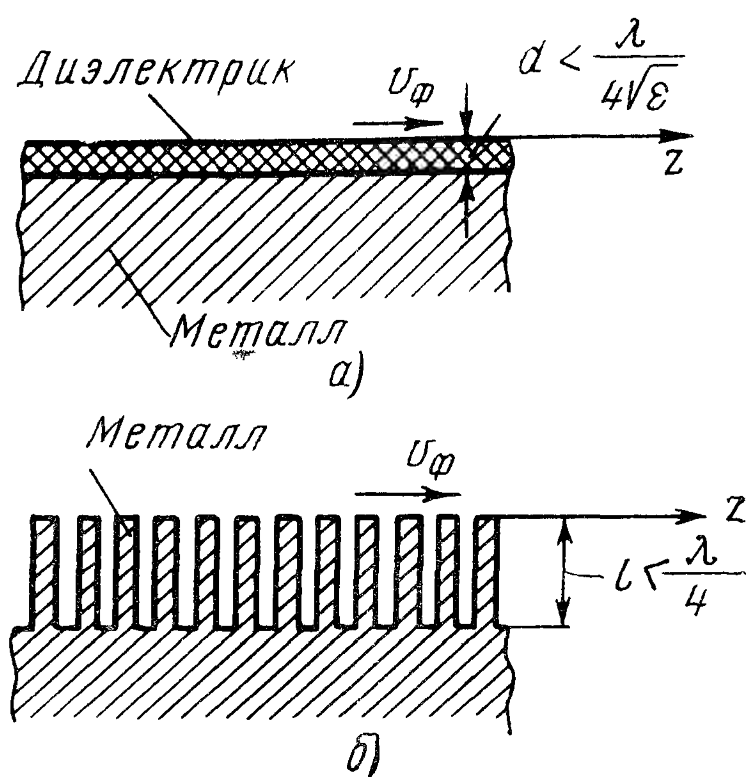


Рис. 11.4. Примеры осуществления индуктивного поверхностного сопротивления, необходимого для распространения замедленных волн типа ТМ

Отсюда вытекает, что чем меньше длина замедленной волны и чем больше фазовая постоянная β, тем больше поперечные постоянные ξ_1 и η_1 и, следовательно, тем ближе к стенкам замедляющей системы сконцентрировано электромагнитное поле. При одной и той же величине замедления поле прижимается к замедляющей системе тем ближе, чем короче длина волны в свободном пространстве и чем выше рабочая частота. Эти обстоятельства играют важную роль в разработке электронных приборов. В самом деле, для того чтобы электронный поток интенсивно взаимодействовал с СВЧ волной, его следует пропускать возможно ближе к поверхности замедляющей системы. Тем самым свойства замедляющих систем предъявляют жесткие требования к устройствам, формирующим электронные потоки и обеспечивающим их прохождение вдоль замедляющей системы.

Замедленные волны, направляемые вдоль линии с отличным от нуля поверхностным сопротивлением и характеризующиеся спадом напряженности поля по мере удаления от стенок линии, получили название *поверхностных волн.* Об этих волнах упоминалось в § 5.8, в при обсуждении специальных типов волноводов.

К числу систем с поверхностными волнами относятся, в частности, диэлектрические и металло-диэлектрические волноводы, изображенные на рис. 5.16 и 5.17. Проведенный здесь анализ позволяет расширить представление об этом своеобразном классе

передающих линий СВЧ*. Таким образом, в широком смысле все замедляющие системы можно рассматривать, пользуясь концепцией поверхностных волн.

§ 11.3. ХАРАКТЕРИСТИКИ И ПАРАМЕТРЫ ЗАМЕДЛЯЮЩИХ СИСТЕМ

а. Коэффициент замедления и длина замедленной волны

Одним из основных параметров замедляющих систем является *коэффициент замедления* $k_{зам}$, представляющий собой отношение скорости света в свободном пространстве к фазовой скорости волны или, что то же, отношение длины волны в свободном пространстве к длине замедленной волны $\lambda_{зам}$:

$$k_{зам} = \frac{c}{v_ф} = \frac{\lambda}{\lambda_{зам}}, \qquad (11.15)$$

где

$$\lambda_{зам} = \frac{v_ф}{\nu} = 2\pi \frac{v_ф}{\omega}. \qquad (11.16)$$

Фазовая постоянная (продольное волновое число) замедленной волны, как и для любых волн, равна

$$\beta = \frac{\omega}{v_ф} = \frac{2\pi}{\lambda_{зам}}. \qquad (11.17)$$

При $k_{зам} \gg 1$ поперечные волновые числа ξ_1 и η_1, определяющие спад поля в поперечном сечении замедляющей системы, на основании выражений (11.4) и (11.14) оказываются связанными с коэффициентом замедления соотношением

$$\frac{2\pi}{\lambda} k_{зам} \cong \sqrt{\xi_1^2 + \eta_1^2}. \qquad (11.18)$$

Если вариация поля в поперечном сечении линии по одной из осей координат, например по оси x, отсутствует, то $\xi_1 = 0$ и поперечная постоянная η_1 по оси y оказывается равной

$$\eta_1 \cong \sqrt{\frac{2\pi}{\lambda} k_{зам}}. \qquad (11.19)$$

---

* Заметим, что получить большое замедление волны в диэлектрических и металло-диэлектрических волноводах не удается. Эти линии с поверхностными волнами используются в специальных случаях лишь для передачи энергии с малыми потерями и не относятся обычно к числу замедляющих систем.

При этом СВЧ поле в направлении оси y в соответствии с (11.5) изменяется по закону

$$L \cong D \frac{\mathrm{ch}}{\mathrm{sh}} \left(\sqrt{\frac{2\pi}{\lambda} k_{\text{зам}}}\, y \right) e^{j(\omega t - \beta z)}. \qquad (11.20)$$

Таким образом, коэффициент замедления определяет не только величину фазовой скорости волны, но и степень прижимания поля к поверхности замедляющей системы.

б. Дисперсионные характеристики замедляющих систем

Дисперсия, т. е. зависимость фазовой скорости волны от частоты, представляет особый интерес при использовании замедляющих систем в генераторных и усилительных приборах СВЧ, основанных на приблизительном синхронизме электронов и волны. В связи с этим остановимся более подробно на общих понятиях дисперсии, рассмотренных в гл. 2.

В общем случае следует различать четыре вида дисперсии:

нормальная дисперсия, при которой абсолютная величина фазовой скорости* в рассматриваемом диапазоне частот уменьшается с ростом частоты колебаний;

аномальная дисперсия, характеризуемая увеличением абсолютной величины фазовой скорости при повышении частоты;

положительная (прямая) дисперсия, при которой направления фазовой и групповой скоростей совпадают, т. е. величины $v_ф$ и $v_{гр}$ имеют одинаковые знаки;

отрицательная (обратная) дисперсия, в случае которой фазовая скорость волны направлена в сторону, противоположную групповой скорости; движение волновых фронтов в этом необычном случае направлено навстречу движению энергии.

Напомним, что в обычных однородных передающих линиях, рассмотренных в гл. 2—5, дисперсия является нормальной и положительной (прямой).

При обсуждении дисперсии в замедляющих системах, как и в обычных волноводах, можно использовать графики зависимости фазовой скорости в линии от частоты $v_ф = f(\omega)$ или $\frac{v_ф}{c} = f(\nu)$, рассматривавшиеся на рис. 2.3. Более удобными, однако, являются два других способа построения дисперсионных характеристик, широко используемых в настоящее время.

По первому методу, показанному на рис. 11.5,*а*, строится график зависимости волнового числа в свободном пространстве k

---

* Знак фазовой скорости, определяемый выбором направления оси z, при этом не должен учитываться.

от фазовой постоянной данной системы β. Второй метод основан на построении зависимости коэффициента замедления от длины волны в свободном пространстве, т. е. графика $\frac{c}{v_ф} = f(\lambda)$ (см. рис. 11.5,*б*,*в*). Эти графики обладают интересными свойствами, особенно полезными при рассмотрении замедляющих систем.

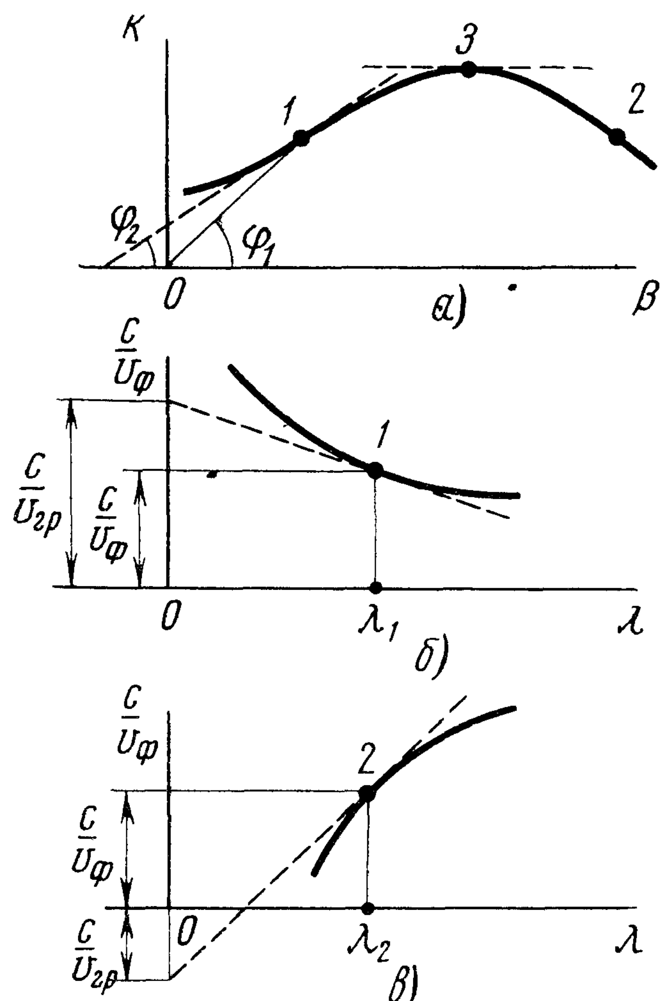


Рис. 11.5. Способы построения дисперсионных характеристик, применяемых при рассмотрении замедляющих систем

Предположим, отвлекаясь пока от конкретного физического содержания, что дисперсионная кривая $k=f(\beta)$ имеет вид, показанный на рис. 11.5,*а*. Рассмотрим свойства линии на некоторой фиксированной частоте, соответствующей, например, точке *1*. Прямая, проведенная в эту точку из начала координат, наклонена к оси абсцисс под углом φ_1, тангенс которого равен $\frac{k}{\beta}$.

Поскольку $\beta = \frac{\omega}{v_ф}$ и $k = \frac{\omega}{c}\sqrt{\varepsilon\mu}$, можно записать для вакуумного наполнения замедляющей системы:

$$\operatorname{tg}\varphi_1 = \frac{v_ф}{c}. \qquad (11.21)$$

Следовательно, рассматриваемая волна является замедленной ($v_ф<c$) на участке графика $k=f(\beta)$, лежащем ниже прямой, проведенной из начала координат под углом $\varphi_1=45°$.

Касательная к кривой $k=f(\beta)$ наклонена к оси абсцисс под углом φ_2, определяемым производной $\frac{dk}{d\beta}$. По определению групповой скорости $v_{гр}$, приведенному в § 2.6, следует:

$$v_{гр} = \frac{d\omega}{d\beta},$$

откуда

$$\operatorname{tg}\varphi_2 = \frac{dk}{d\beta} = \frac{v_{гр}}{c}. \qquad (11.22)$$

Таким образом, график $k=f(\beta)$ позволяет весьма наглядно определить графическим путем важные параметры замедляющей системы — фазовую и групповую скорости волны по отношению к скорости света в свободном пространстве. Пользуясь указанными критериями, нетрудно оценить в каждой точке графика 11.5,*а*

не только величину, но и направление фазовой и групповой скоростей. Так, в точке *1* замедляющая линия обладает положительной дисперсией, поскольку фазовая и групповая скорости имеют одинаковые знаки ($v_ф>0$; $v_{гр}>0$). Точка *2* соответствует отрицательной дисперсии, так как производная $\frac{dk}{d\beta}$ имеет отрицательный знак при положительном отношении $\frac{k}{\beta}$. Точка *3* характеризует режим, когда передача энергии по системе отсутствует ($v_{гр}=0$), хотя фазовая скорость отлична от нуля.

Похожие рассуждения могут быть проведены и с графиком $\frac{c}{v_ф}=f(\lambda)$, изображенным на рис.11.5,*б*,*в*. Можно показать, что касательная к любой точке рассматриваемой дисперсионной характеристики пересекает ось ординат в точке, равной отношению скорости света в свободном пространстве к групповой скорости волны, т. е. отношению $\frac{c}{v_{гр}}$. Таким образом, на волне длиною λ_1 в точке *1* на рис. 11.5,*б* замедляющая система обладает положительной дисперсией. Наоборот, в случае, если дисперсионная кривая в точке *2* имеет вид, изображенный на рис. 11.5,*в*, дисперсия замедляющей системы является отрицательной.

Возможности существования различных видов дисперсии обсуждаются в дальнейшем при рассмотрении конкретных типов замедляющих систем.

в. Сопротивление связи замедляющей системы

Для электроники СВЧ большой интерес представляет напряженность продольного электрического высокочастотного поля E_z, существующего вблизи поверхности замедляющей системы. Именно это поле обеспечивает взаимодействие электронов с бегущей волной, необходимое для усиления или для генерирования сверхвысокочастотных колебаний.

Для того чтобы однозначно связать напряженность поля E_z с величиной мощности бегущей волны, принято вводить понятие *сопротивления связи* замедляющей системы*. С этой целью можно провести аналогию между замедляющей системой и обычной длинной линией.

Во всякой длинной линии поток мощности связан с амплитудой напряжения бегущей волны U_m известным соотношением

$$P=\frac{1}{2}\frac{U_m^2}{Z_c}, \qquad (11.23)$$

* Имеется в виду связь, т. е. взаимодействие между замедляющей системой и электронным потоком. Не следует смешивать этот параметр с сопротивлением связи, фигурирующим в расчетах обычных кабельных фидеров и определяющим степень экранирования линии от внешних помех.

где Z_c — характеристическое сопротивление линии, равное отношению поперечного напряжения к продольному току волны.

Применим соотношение (11.23) к замедляющей системе, по которой передается мощность P. Вместо амплитуды поперечного напряжения U_m подставим амплитуду продольного напряжения U_{zm}. Роль сопротивления Z_c теперь будет играть сопротивление связи $R_{св}$:

$$P = \frac{1}{2}\frac{U_{zm}^2}{R_{св}}.$$

Отсюда

$$R_{св} = \frac{U_{zm}^2}{2P}. \qquad (11.24)$$

Продольное напряжение может быть получено как линейный интеграл напряженности электрического поля, направленного вдоль оси z. Распределение напряженности E_z вдоль оси z замедляющей системы показано на рис. 11.6 для фиксированного момента времени $t = \mathrm{const}$.

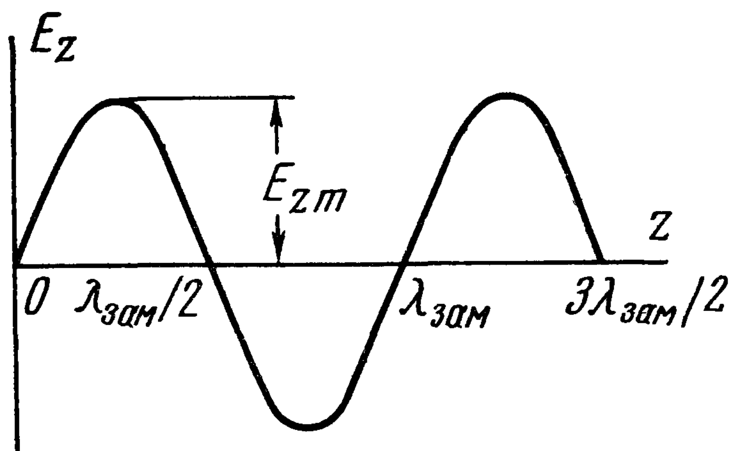


Рис. 11.6. Эпюра продольной составляющей замедленной волны типа ТМ

Условимся понимать под амплитудой напряжения U_{zm} линейный интеграл продольного электрического поля E_z от точки $z = 0$ до точки $z = \frac{\lambda_{зам}}{4}$, т. е. до максимума напряженности замедленной волны. Таким образом, имеем:

$$U_{zm} = \int\limits_0^{\frac{\lambda_{зам}}{4}} E_{zm} \sin \frac{2\pi z}{\lambda_{зам}} dz = \frac{E_{zm}}{\beta}, \qquad (11.25)$$

где β — фазовая постоянная, равная, как обычно, $2\pi/\lambda_{зам}$; E_{zm} — амплитуда поля бегущей волны.

Подставляя (11.25) в (11.24), получаем основное уравнение для определения сопротивления связи замедляющей системы:

$$R_{св} = \frac{E_{zm}^2}{2\beta^2 P}. \qquad (11.26)$$

Подобно характеристическому (волновому) сопротивлению обычных длинных линий, величина $R_{св}$ зависит только от конфи-

гурации проводников рассматриваемой линии и, если отсутствует нелинейный диэлектрик, не зависит от величины передаваемой мощности.

Физический смысл сопротивления связи $R_{св}$ можно сравнить также со смыслом активной проводимости полых резонаторов G, обсуждавшейся в гл. 9. Обе рассматриваемые величины позволяют найти напряжение или напряженность электрического поля, если известна высокочастотная мощность, поступающая в систему. Сходство можно усмотреть и в неоднозначности величин $R_{св}$ и G, зависящих от выбранного пути отсчета. В самом деле, поле вблизи замедляющей системы не является неизменным, а убывает по экспоненциальному или по близкому к экспоненциальному закону по мере удаления от поверхности системы.

Большей частью, если не делается иных оговорок, при вычислении сопротивления связи рассматривается электрическое поле, существующее на поверхности системы или на оси ее симметрии, где пропускается электронный поток. Чем больше расстояние от поверхности замедляющей системы, тем слабее напряженность поля при одной и той же мощности бегущей волны и тем меньше соответствующее сопротивление связи.

Уравнению (11.26) можно приписывать и более широкий смысл, если под E^2_{zm} подразумевать усредненный квадрат амплитуды высокочастотного электрического поля вдоль заданного пути (не обязательно совпадающего с осью z), соответствующего движению электронного потока.

Строгий аналитический расчет сопротивления связи по условию (11.26) для конкретных замедляющих систем является нелегкой задачей и возможен лишь в простейших случаях. Тем не менее, введение понятия сопротивления связи даже в общем виде имеет большое значение для построения теории электронных приборов СВЧ. Чем больше величина $R_{св}$, тем выше оказывается коэффициент усиления ламп бегущей волны. В зависимости от типа замедляющей системы, величина $R_{св}$ на практике составляет обычно от нескольких десятков до нескольких сотен омов. Важную роль в определении сопротивления связи играет эксперимент.

Не следует смешивать понятие сопротивления связи с понятиями обычного характеристического или волнового, а также эквивалентного сопротивлений, определяющих условия *согласования* передающих линий СВЧ и волноводов (см. § 6.2). Вопросы согласования замедляющих систем с другими линиями решаются фактически независимо от величины сопротивления связи.

Проделаем некоторые преобразования общего уравнения (11.26). Выразим мощность P, передаваемую по замедляющей системе, через групповую скорость $v_{гр}$ и энергию W_1, содержащуюся в бегущей волне на единице длины линии. Рассматривая энергию как плавно переливающуюся по

линии жидкость, в соответствии с § 2.6 имеем:

$$P = v_{\text{гр}} W_1$$

Таким образом, (11 26) может быть представлено в виде

$$R_{\text{св}} = \frac{E_{zm}^2}{2\beta^2 W_1 v_{\text{гр}}} \qquad (11\ 27)$$

Полученное уравнение показывает, что для повышения сопротивления связи при заданной величине β, т. е. при заданном замедлении волны, можно идти по двум путям:

1) уменьшение энергии W_1, содержащейся в единице длины замедляющей системы;

2) уменьшение групповой скорости $v_{\text{гр}}$.

Но групповая скорость имеет простую связь с фазовой скоростью Поскольку $v_{\text{гр}} = d\omega/d\beta$ и $\beta = \omega/v_{\text{ф}}$, можно записать:

$$v_{\text{гр}} = \frac{1}{\frac{d\beta}{d\omega}} = \frac{v_{\text{ф}}}{1 - \frac{\omega}{v_{\text{ф}}} \frac{dv_{\text{ф}}}{d\omega}}. \qquad (11\ 28)$$

При положительной, нормальной дисперсии $v_{\text{ф}} > 0$ и $\frac{dv_{\text{ф}}}{d\omega} < 0$ Следовательно, для заданной величины коэффициента замедления групповая скорость тем меньше, чем больше величина $\left|\frac{dv_{\text{ф}}}{d\omega}\right|$, т. е. чем сильнее выражена дисперсия. К такому же результату можно придти, рассматривая режим отрицательной, аномальной дисперсии, имеющейся в периодических замедляющих системах (см. ниже). Отсюда следует сделать вывод, что системы, обладающие сильной дисперсией, могут иметь высокое сопротивление связи.

С другой стороны, при нулевой дисперсии, т. е. при $\frac{dv_{\text{ф}}}{d\omega} = 0$, групповая скорость на основании выражения (11.28) обязательно равна фазовой скорости. Поэтому системы, дисперсия которых близка к нулю, могут иметь достаточно высокое сопротивление связи в области больших замедлений (при малой величине $v_{\text{ф}}$). Примером подобных замедляющих систем является спираль, качественно рассматривавшаяся в § 11.1. Применять спираль при очень малых замедлениях, например в линейных электронных ускорителях, не имеет смысла, так как величина $R_{\text{св}}$ в рассматриваемом режиме становится исчезающе малой.

Производная $\frac{dv_{\text{ф}}}{d\omega}$ влияет не только на величину сопротивления связи, но и на *широкополосность* замедляющей системы при использовании ее в лампах бегущей волны (ЛБВ). Выше указывалось, что в основе действия ЛБВ лежит принцип синхронного движения электронов и замедленной волны. Чем меньше величина $\left|\frac{dv_{\text{ф}}}{d\omega}\right|$, тем шире диапазон частот, в пределах которого выполняется условие приблизительного синхронизма при заданной скорости движения электронов. Поэтому требование высокого сопротивления связи может противоречить требованию широкополосности электронного прибора СВЧ.

Переходы типа связанных спиралей применяются не только на входе и на выходе ламп бегущей волны, но и для отбора мощности на внешний поглотитель. Это бывает необходимо, например, если высокий уровень мощности не позволяет создать ослабитель непосредственно в самой замедляющей системе.

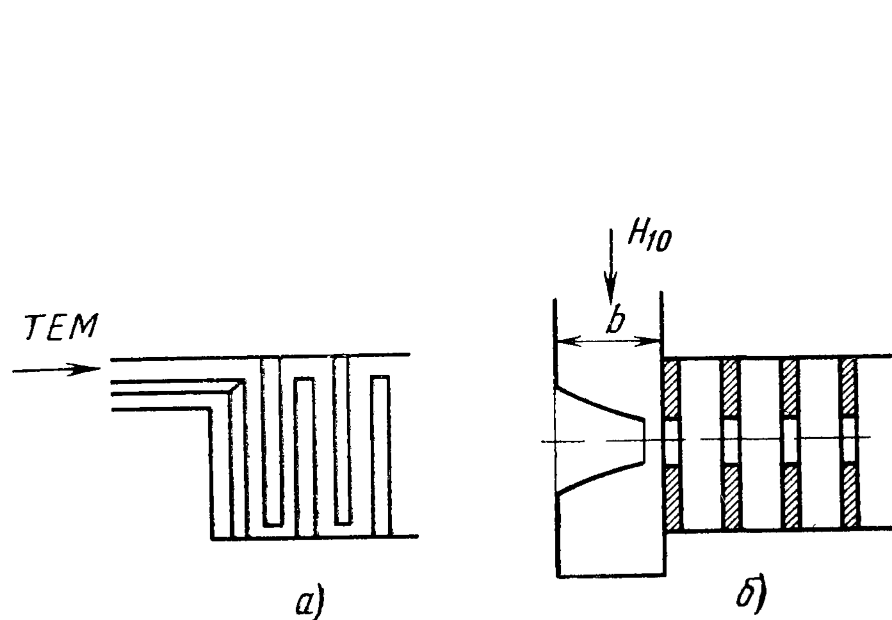


Рис 11 27 Связь замедляющей системы типа встречных штырей с коаксиальной линией (*а*) и системы типа круглого диафрагмированного волновода со стандартным волноводом прямоугольного сечения (*б*)

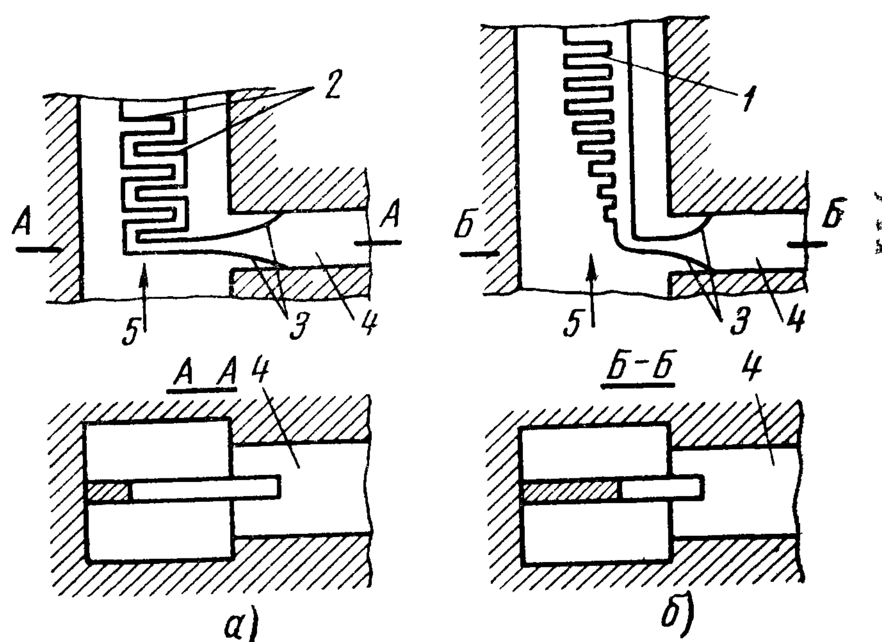


Рис 11 28 Плавные переходы от замедляющих систем типа встречных штырей (*а*) и гребенки (*б*) к волноводу прямоугольного сечения в миллиметровом диапазоне волн

1 — гребенка, *2* — зубцы встречноштыревой системы, *3* — экспоненциальные выступы, *4* — прямоугольный волновод *5* — электронный пучок

На рис. 11.27 изображены переход от коаксиальной линии на систему типа встречных штырей и переход от волновода прямоугольного сечения на замедляющую систему типа круглого диафрагмированного волновода.

При разработке переходов особенно большую роль играет их широкополосность. Для расширения рабочей полосы частот, как и в обычных волноводах, широко пользуются принципом плавного изменения размеров и формы проводников замедляющей системы. В случае спиральной системы, например, оказывается целесообразным плавно увеличивать шаг спирали вблизи перехода, используя так называемую «раскрутку». Возможное устройство переходов со стандартного прямоугольного волновода к системам гребенчатого типа и типа встречных штырей показано в двух проекциях на рис. 11.28. Особенностью этих переходов является использование плавного экспоненциального трансформатора, а также (в случае гребенчатой системы) плавное изменение глубины щелей. Отсутствие удовлетворительной теории переходов требует обычно решения этой задачи эмпирическими методами. Следует вообще отметить большую роль эксперимента при разработке и исследовании замедляющих систем.

§ 11.10. ПОНЯТИЕ ОБ ИЗМЕРЕНИИ ПАРАМЕТРОВ ЗАМЕДЛЯЮЩИХ СИСТЕМ

Рассмотрим измерение одного из основных параметров замедляющих систем — дисперсионной характеристики, представляемой, например, в виде зависимости $k_{зам}=f(\lambda)$.

Для измерения коэффициента замедления $k_{зам}$, равного отношению $\frac{c}{v_ф}$ или $\frac{\lambda}{\lambda_{зам}}$, необходимо определить фазовую скорость или длину замедленной волны в рассматриваемой системе в пределах ее полосы пропускания. Таким образом, снятие дисперсионных характеристик замедляющих структур имеет много общего с исследованием зависимости длины волны в обычном волноводе от длины волны в свободном пространстве.

Простейшая схема измерения длины замедленной волны $\lambda_{зам}$ изображена на рис. 11.29,*а*. На конце системы, питаемой от мало-

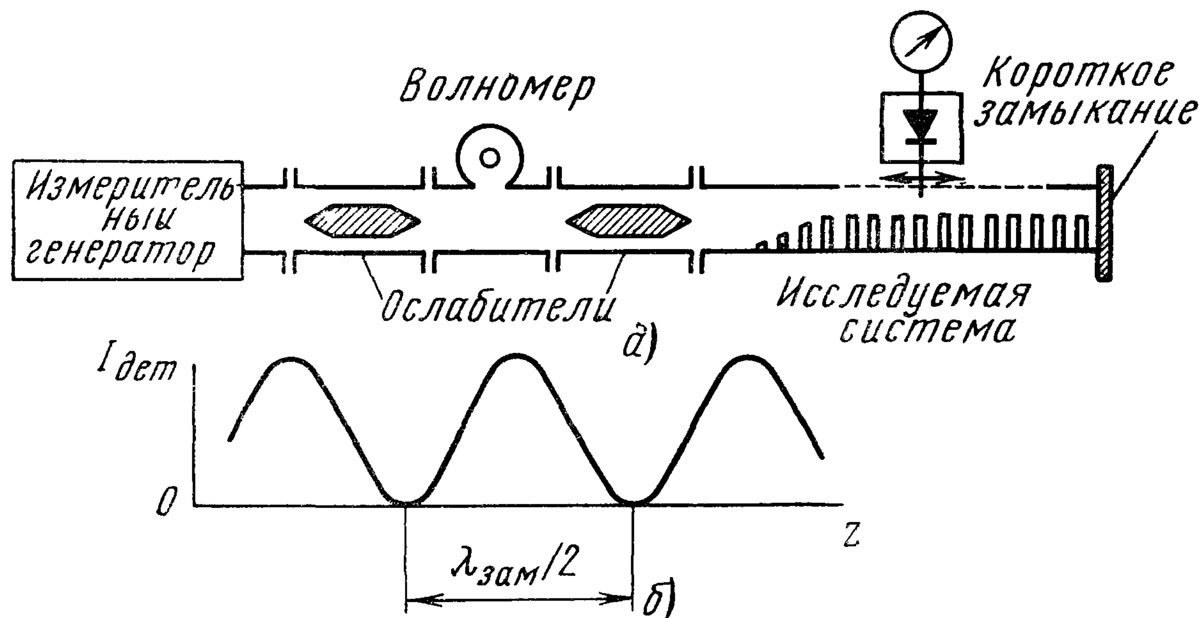


Рис 11 29. Измерение дисперсионной характеристики с помощью зонда, передвигаемого вдоль щели в стенке замедляющей системы

мощного измерительного генератора, обеспечивается короткое замыкание. Стоячая волна, создаваемая при этом в замедляющей системе, регистрируется с помощью передвижного детектора с зондом, подобным зонду обычной измерительной линии.

Поля высших пространственных гармоник быстро убывают в поперечном сечении всякой замедляющей системы. Следовательно, зонд, передвигаемый на достаточном удалении от импедансной поверхности, регистрирует поле основной пространственной гармоники. Отсчет длины основной замедленной волны производится по удвоенному расстоянию между двумя соседними минимумами стоячей волны, как показано на рис. 11.29,*б*.

Если конструкция замедляющей системы не позволяет передвигать зонд вдоль щели, прорезанной в стенке системы, величина $\lambda_{зам}$ может быть найдена с помощью резонансного метода. На

рис. 11.30 изображен отрезок замедляющей системы, замкнутый накоротко на обоих концах и имеющий слабую связь с измерительным генератором и индикатором резонанса. В этом случае отрезок замедляющей системы может рассматриваться как своеобразный полуволновый полый резонатор. Отличие его от обычных полуволновых резонаторов состоит лишь в том, что длина

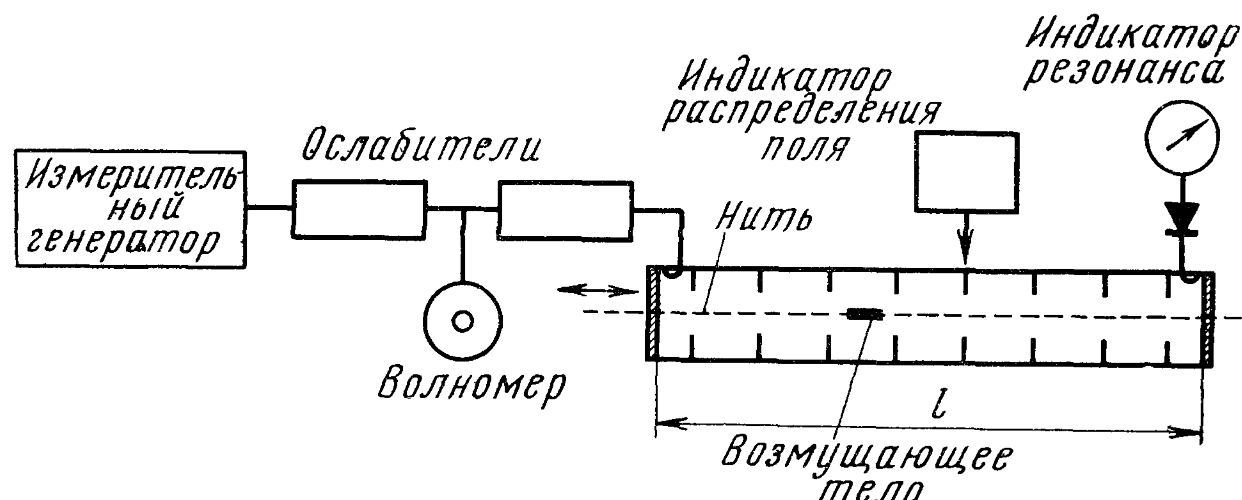


Рис. 11.30. Блок-схема резонансных измерений параметров замедляющих систем

волны в линии, находящейся между короткозамыкающими пластинами, меньше длины волны в свободном пространстве и равна

$$\lambda_{зам} = \frac{\lambda}{k_{зам}}.$$

Условием резонанса, регистрируемого индикатором по максимуму проходящего сигнала, является целое число замедленных полуволн, укладывающихся по длине системы l. По аналогии с § 10.2, в можно записать:

$$l = n\frac{\lambda_{зам}}{2};\ n = 0, 1, 2, \ldots;\ \lambda_{зам} = \frac{2l}{n}. \qquad (11.56)$$

Таким образом, для нахождения зависимости $\lambda_{зам} = f(\lambda)$ или $k_{зам} = f(\lambda)$ при известной длине l необходимо измерить с помощью волномера дискретные значения λ, при которых происходит резонанс, и установить значения n, соответствующие каждому из резонансов.

Оценку числа полуволн n производят, например, с помощью дополнительного индикатора распределения поля (зонда), поочередно вводимого в различные секции замедляющей системы. Нетрудно видеть, что при $n=2$ эпюра поля вдоль оси имеет один минимум, находящийся в центре резонатора, при $n=3$ — два минимума, расположенные на расстоянии $\frac{l}{3}$ один от другого, и т. д. Другим путем уточнения n является использование метода возмущений. По оси системы на тонкой нити протягивается небольшое

металлическое, диэлектрическое или поглощающее тело (см. рис. 11.30). Возмущения отмечаются по изменению резонансной длины волны или добротности рассматриваемого сложного резонатора. С этой целью обычно используется осциллографический метод наблюдения резонансной кривой, описанный выше в § 10.9.

Короткозамыкающие пластины, изображенные на обоих концах резонатора на рис. 11.30, желательно располагать в плоскостях симметрии периодической структуры. Зеркальное отображение системы в короткозамыкающей стенке является при этом продолжением исследуемой системы; искажение структуры поля отсутствует.

При исследованиях некоторых типов замедляющих систем, применяемых, например, в усилителях магнетронного типа, может быть использован метод передвижного короткого замыкания, иллюстрируемый рис. 11.31, *а*. Между измерительным генератором и переходом к исследуемой замедляющей системе включается обычная волноводная или коаксиальная измерительная линия с передвижным зондом. Измеряется зависимость положения минимума стоячей волны $l_{мин}$ в измерительной линии от положения короткозамыкающей вставки $l_{кз}$ или от номера ячейки системы, где создано короткое замыкание.

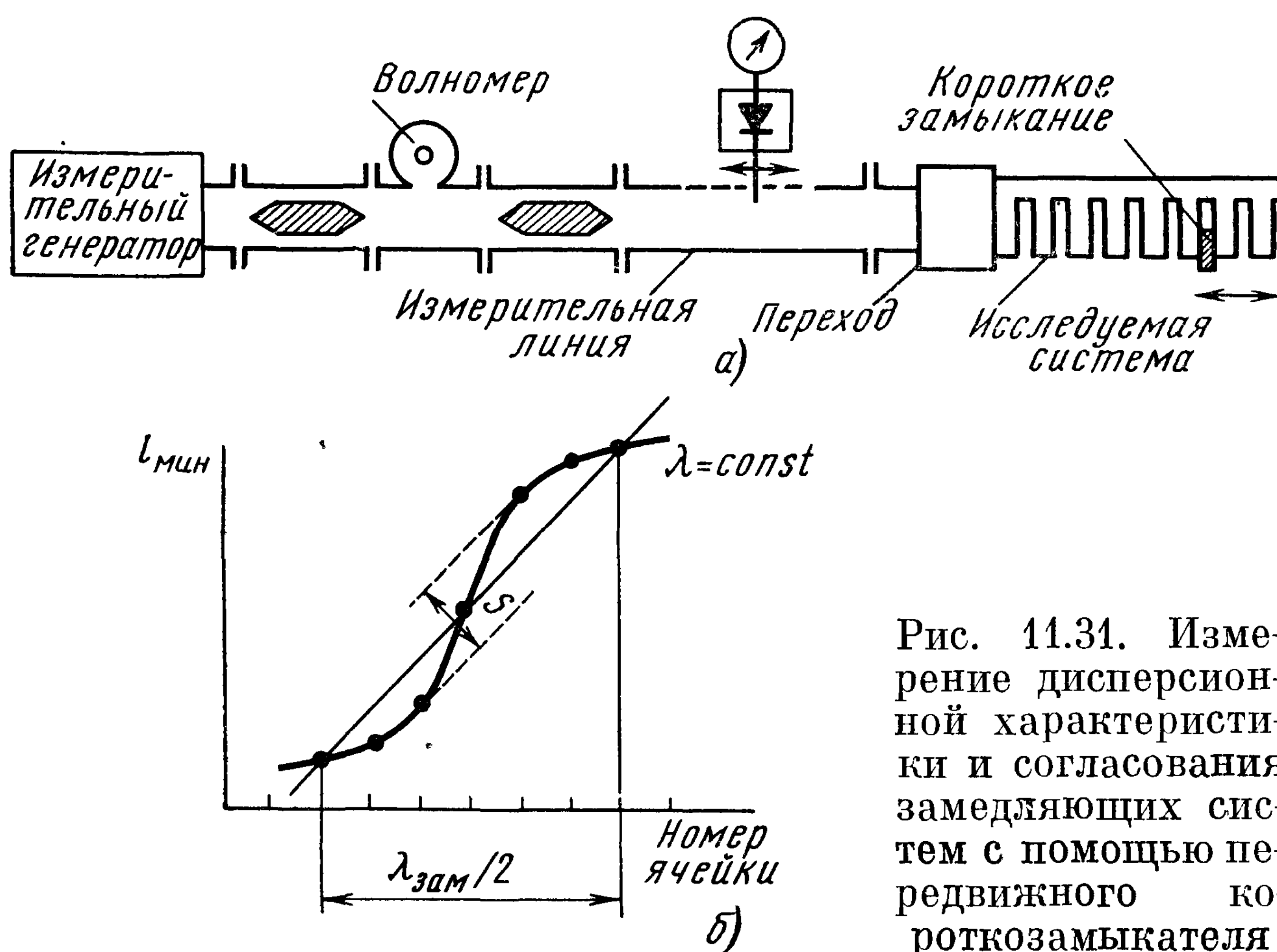


Рис. 11.31. Измерение дисперсионной характеристики и согласования замедляющих систем с помощью передвижного короткозамыкателя

Типичная зависимость $l_{мин}=f(l_{кз})$, показанная на рис. 11.31,*б*, имеет вид *S*-кривой, рассматривавшейся в § 7.2. Период кривой по оси абсцисс равен половине замедленной длины волны. Размах кривой *s* зависит от согласования замедляющей системы с входной линией и, как показано в § 7.2, позволяет вычислить величину КСВ. При идеальном согласовании замедляющей системы с входной линией *S*-кривая вырождается в наклонную прямую, проведенную на рис. 11.31, *б*. Для получения дисперсионной характеристики $k_{зам}=f(\lambda)$ и диапазонной характеристики согласования КСВ$=f(\lambda)$ необходимо проведение описанных измерений при различных значениях λ в пределах полосы пропускания исследуемой структуры.

Получить зависимость КСВ$=f(\lambda)$ можно и более простым путем, если на конце системы в схеме, изображенной на рис. 11.31, *а*, расположить согласованную нагрузку. В действительности, однако, для того чтобы создать такую нагрузку, необходимо иметь заведомо согласованный переход от однородной входной линии к исследуемой системе. Применяя последовательные приближения, удается достичь приемлемого согласования обоих элементов. Преимуществом метода S-кривых является отсутствие согласованной нагрузки. С другой стороны, создание эффективного передвижного короткозамыкателя в замедляющей системе также может представлять определенные трудности.

Резонансный метод (рис. 11.30) может быть использован не только при снятии дисперсионных характеристик, но и для измерения сопротивления связи, представляющего большой интерес при применении замедляющих систем в электронных приборах СВЧ. С этой целью в систему вводится небольшое пробное тело, имеющее, например, вид бусинки или стерженька. Измерение величины $R_{св}$ основывается на отсчете изменения резонансной частоты (длины волны) или добротности под действием возмущающего тела.

Можно показать, что для всякого резонатора относительное изменение резонансной длины волны $\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0}$, создаваемое возмущающим телом без потерь, связано с амплитудой электрического поля E_m и с полной накопленной в резонаторе энергией соотношением

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} = \varkappa\,\frac{E_m^2}{W}. \tag{11.57}$$

Через $\varkappa$ в (11.57) обозначен коэффициент, зависящий от формы и свойств возмущающего тела, а также от конфигурации поля, где введено это тело.

Величина $\varkappa$ может быть предварительно измерена (прокалиброваиа) по измеренной величине $\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0}$ на эталонном полом резонаторе, форма которого позволяет произвести теоретический расчет величин E_m и W. Таким образом, при известном $\varkappa$ можно найти величину $\frac{E_m^2}{W}$ для любого другого резонатора, введя в него то же пробное тело и измерив соответствующую величину $\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0}$.

Воспользуемся теперь общим уравнением сопротивления связи (11.27). Если исследуемая система не имеет резко выраженных пространственных гармоник, то это уравнение может быть представлено в виде

$$R_{св} = \frac{l}{2\beta^2 v_{гр}}\,\frac{E_{zm}^2}{W} = \frac{l}{2\beta^2 v_{гр}}\left(\frac{1}{2}\,\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0}\,\frac{1}{\varkappa}\right). \tag{11.58}$$

Множитель $1/2$, введенный при использовании (11.57), учитывает, что напряженность поля E_{zm} и полная энергия W в стоячей волне, созданной в системе, в два раза больше, чем в режиме бегущей волны.

Для нахождения величины $R_{св}$ необходимо подставить в (11.58) величину $\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0}$, полученную при внесении возмущающего тела по оси системы в пучности E_z. Групповая скорость $v_{гр}$ на рассматриваемой частоте, входящая в (11.58), определяется по дисперсионной характеристике, как показано на рис. 11.5, или по уравнению (11.28).

При наличии резко выраженных пространственных гармоник сопротивление связи определяется для каждой гармоники в отдельности. Для этого производится измерение величины $\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0}$ в зависимости от положения пробного тела вдоль оси системы. Найденная зависимость $E_{zm}=f(z)$ раскладывается в гармонический ряд Фурье.

Существуют и другие методы измерения основных параметров замедляющих систем, имеющие много общего с методами, известными в области обычных волноводных и резонаторных устройств.

* * *

Основной областью применения всех типов замедляющих систем являются электронные приборы с длительным взаимодействием между электронным потоком и бегущей волной. К числу таких приборов относятся упоминавшиеся выше лампы прямой и обратной бегущей волны, а также разнообразные приборы магнетронного типа, в частности платинотроны. Кроме того, замедляющие системы нашли применение в качестве отклоняющих систем в специальных типах осциллографических трубок, предназначенных для наблюдения сверхвысокочастотных сигналов.

Самостоятельными важными областями применения замедляющих систем являются линейные электронные ускорители, используемые главным образом в ядерной физике, и твердотельные квантовые парамагнитные усилители. Намечаются и другие применения замедляющих систем — в качестве высокочастотных цепей некоторых типов газоразрядных приборов, в качестве линий задержки и т. д.

Функции, выполняемые замедляющими системами в электронных приборах СВЧ, имеют много общего с функциями полых резонаторов. Дальнейшее развитие замедляющих систем еще больше увеличит их роль в электронике сверхвысоких частот.

Глава двенадцатая

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

§ 12.1. ПРИМЕРЫ ПРИМЕНЕНИЯ ТЕХНИКИ СВЕРХВЫСОКИХ ЧАСТОТ

а. Высокочастотный тракт радиолокационной станции

В течение ряда лет техника сверхвысоких частот находила основное применение в радиолокации. Сейчас область применения техники СВЧ значительно расширилась. Тем не менее радиолокация остается наиболее ярким примером использования техники волноводов, полых резонаторов и замедляющих систем.

На рис. 12.1 показана упрощенная схема высокочастотного тракта импульсной радиолокационной станции. В передатчике применяются импульсный магнетронный генератор или мощные

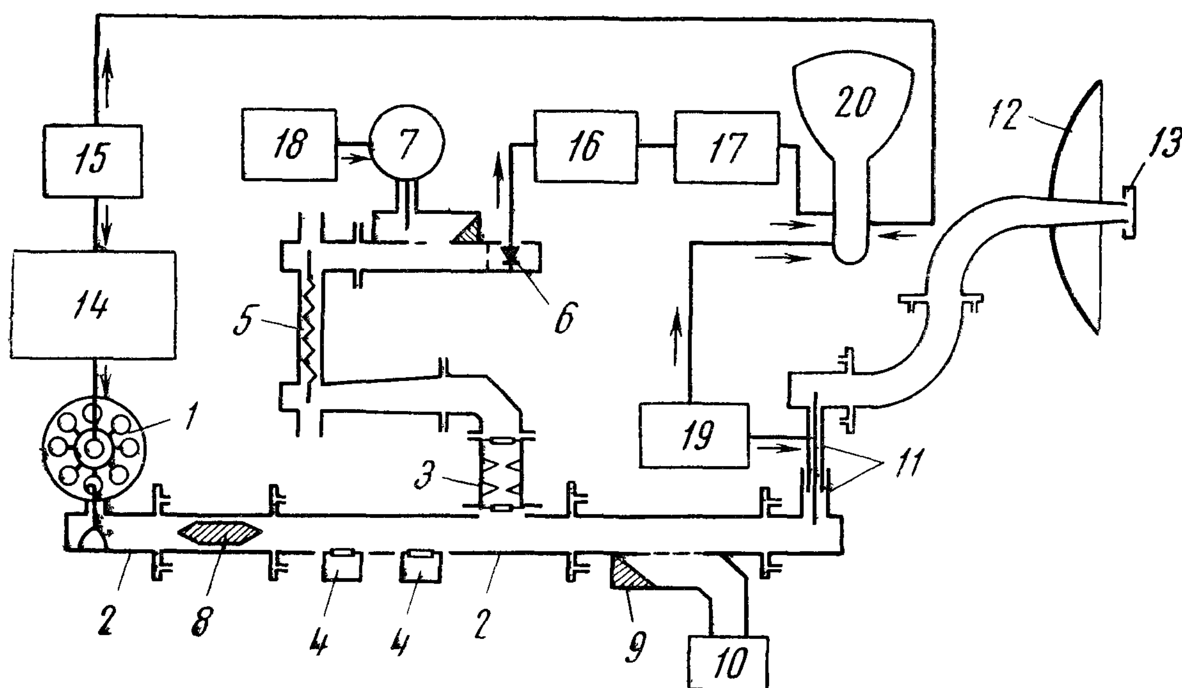


Рис. 12.1. Упрощенная блок-схема импульсной радиолокационной станции сантиметрового диапазона волн:

1 — магнетронный генератор, *2* — основной волновод, *3* — разрядник защиты приемника, *4* — разрядник блокировки передатчика, *5* — лампа бегущей волны, *6* — смесительный детектор, *7* — гетеродинный отражательный клистрон, *8* — ферритовый вентиль, *9* — направленный ответвитель, *10* — индикатор мощности; *11* — вращающееся соединение, *12* — зеркало антенны, *13* — излучатель, *14* — мощный импульсный модулятор; *15* — генератор пусковых импульсов, *16* — усилитель промежуточной частоты, *17* — видеоусилитель, *18* — блок питания клистрона и автоматической подстройки частоты, *19* — механизм вращения антенны, *20* — электронно-лучевой индикатор

усилительные приборы СВЧ, например, амплитроны или клистроны. Мощность передатчика в импульсе, в зависимости от типа и назначения станции, составляет обычно от нескольких десятков до нескольких сотен киловатт. В некоторых случаях мощность доходит до десятков мегаватт. Длительность импульса составляет примерно 0,5—5 *мксек.*

В ответвительном антенном переключателе, изображенном на рис. 12.1, показаны три широкополосных резонансных разрядника. С выхода антенного переключателя принимаемый сигнал, имеющий мощность порядка $10^{-10}-10^{-13}$ *вт*, поступает на малошумящую усилительную лампу бегущей волны с замедляющей системой спирального типа. Усиленный сигнал подается далее на смесительный детектор. На тот же детектор подаются колебания от маломощного отражательного клистрона, работающего в непрерывном режиме и играющего роль гетеродина.

Сигнал разностной частоты, снимаемый с детектора, подается на усилитель промежуточной частоты. Система автоматической подстройки частоты гетеродина, не показанная в деталях на рис. 12.1, обеспечивает постоянство разностной (промежуточной) частоты. Обычно промежуточная частота выбирается от 30 до 60 *Мгц* при полосе порядка 2—6 *Мгц*. Усилитель промежуточной частоты обеспечивает значительное усиление принимаемого сигнала, после чего производится детектирование и усиление сигнала по видеочастоте. Сигнал с выхода усилителя подается на индикатор — электронно-лучевую трубку *.

В высокочастотном тракте станции имеются одно или два вращающихся соединения, позволяющие производить обзор — вращение и качание антенны. Вращающееся соединение, показанное на рис. 12.1, содержит короткий отрезок жесткой коаксиальной линии, на концах которой имеются штыри, введенные в волноводы. На конце волноводного тракта находится излучатель с параболическим зеркалом, обеспечивающим заданную диаграмму направленности излучения. В тракте использованы секции стандартного прямоугольного волновода, возбуждаемого на волне типа H_{10}. Сочленение волноводов производится с помощью дроссельных фланцев. На выходе магнетрона расположен ферритовый вентиль. Для контроля работы передатчика используется направленный ответвитель.

Тесное взаимодействие основных сверхвысокочастотных приборов — магнетрона, клистрона, разрядников, ЛБВ, кристаллического детектора — в значительной мере влияет на надежность работы станции. Большую роль играет помехозащищенность станции — способность вести наблюдение за объектами при наличии организованных помех. Требования к электровакуумным приборам и ко

* Вопросы работы радиолокационной станции подробнее разбираются в курсе «Основы радиотехники» (см. также [6]).

всему высокочастотному тракту при этом резко возрастают, так как оказывается необходимым изменять рабочую частоту в достаточно широкой полосе. В ряде случаев от станции требуется селекция движущихся целей, и т. д. Поэтому высокочастотные тракты современных радиолокационных станций имеют обычно более сложный вид, чем на рис. 12.1. В них применяются различные балансные схемы, циркуляторы, согласующие элементы, фильтры и др.

б. *Высокочастотные тракты измерительных установок*

С волноводно-резонаторной аппаратурой приходится сталкиваться при разнообразных испытаниях электровакуумных приборов сверхвысоких частот.

Измерения параметров магнетронов, ламп бегущей волны, клистронов и других приборов в негенерирующем состоянии, т. е. «холодные» измерения, производятся на установках низкого уровня мощности. Типичная блок-схема измерительной установки низкого уровня мощности показана на рис. 12.2*.

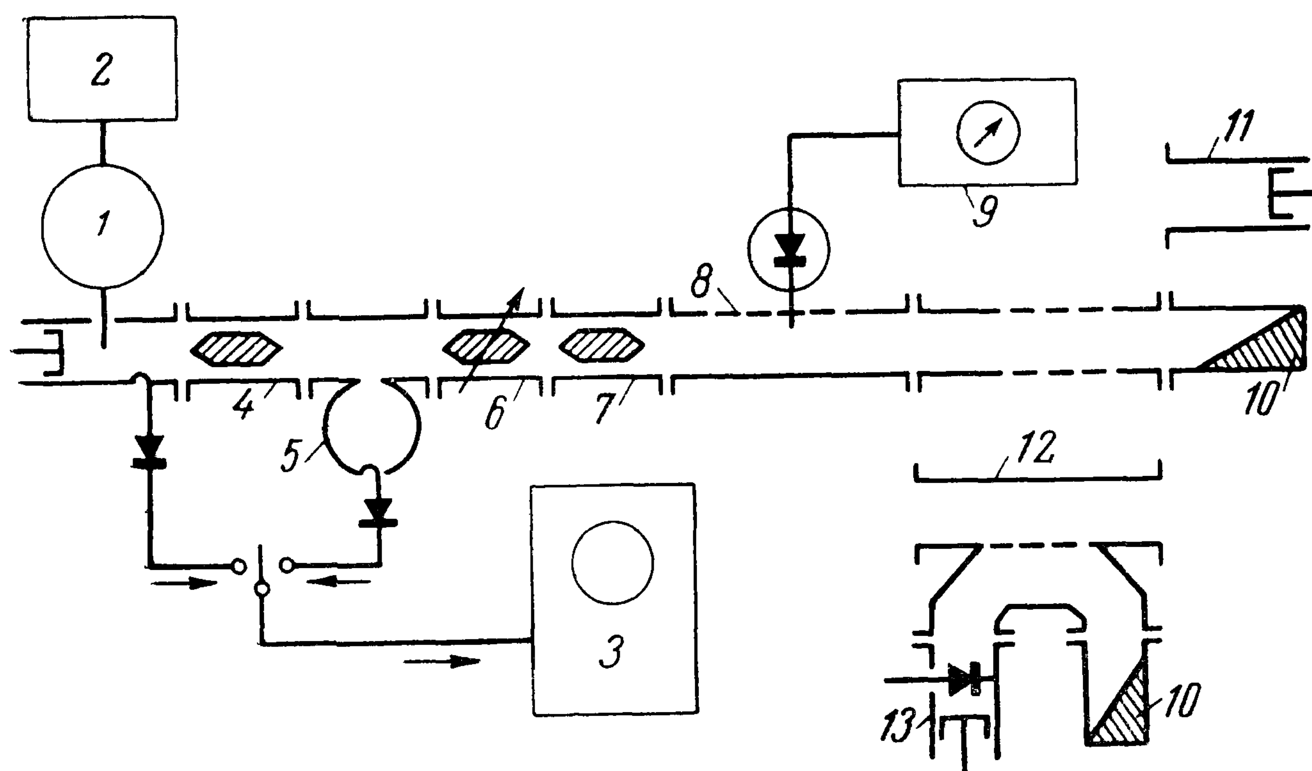


Рис. 12 2. Блок-схема типичной волноводной измерительной установки низкого уровня мощности:

1 — отражательный клистрон, 2 — блок питания с генератором модулирующего напряжения, 3 — индикаторный осциллограф, 4 — ферритовый вентиль или фиксированный поглощающий ослабитель, 5 — резонансный волномер, 6 — регулируемый ослабитель, 7 — фиксированный ослабитель, 8 — измерительная линия с передвижным зондом, 9 — низкочастотный резонансный усилитель, 10 — согласованная нагрузка, 11 — секция волновода с поршнем, 12 — направленный ответвитель, 13 — детекторная головка

* Частные случаи установок низкого уровня мощности для измерения параметров полых резонаторов и замедляющих систем приводились выше на рис. 10 40, 10.44, 11 29—11 31.

Клистронный генератор, питающий волноводный тракт, обладает мощностью порядка 20—100 *мвт*. Высокочастотный тракт содержит регулируемые и фиксированные ослабители (развязки), резонансный волномер и измерительную линию с передвижным зондом. В рассечку тракта или на его конце включается измерительный прибор. На конце тракта при измерениях по методу четырехполюсника располагается, как правило, согласованная нагрузка или секция волновода с поршнем. Кроме того, в случае необходимости в тракт включается направленный ответвитель с детекторной головкой. Наконец, при некоторых измерениях используются фазосдвигатели, двойные тройники, трансформаторы, не показанные на рис. 12.2. Основными величинами, непосредственно измеряемыми на описанной установке, являются КСВ, фаза стоячей волны и затухание в зависимости от длины волны или частоты. Все основные детали измерительного волноводного тракта, а также электронные низкочастотные устройства — блок питания клистрона с модулятором, усилитель и др. в настоящее время изготавливаются промышленностью.

Для измерений на высоком уровне мощности, например, для испытаний в режиме генерации, применяются несколько иные измерительные установки. Пример установки, используемой для «горячих» измерений с магнетронами, показан на рис. 12.3. Высо-

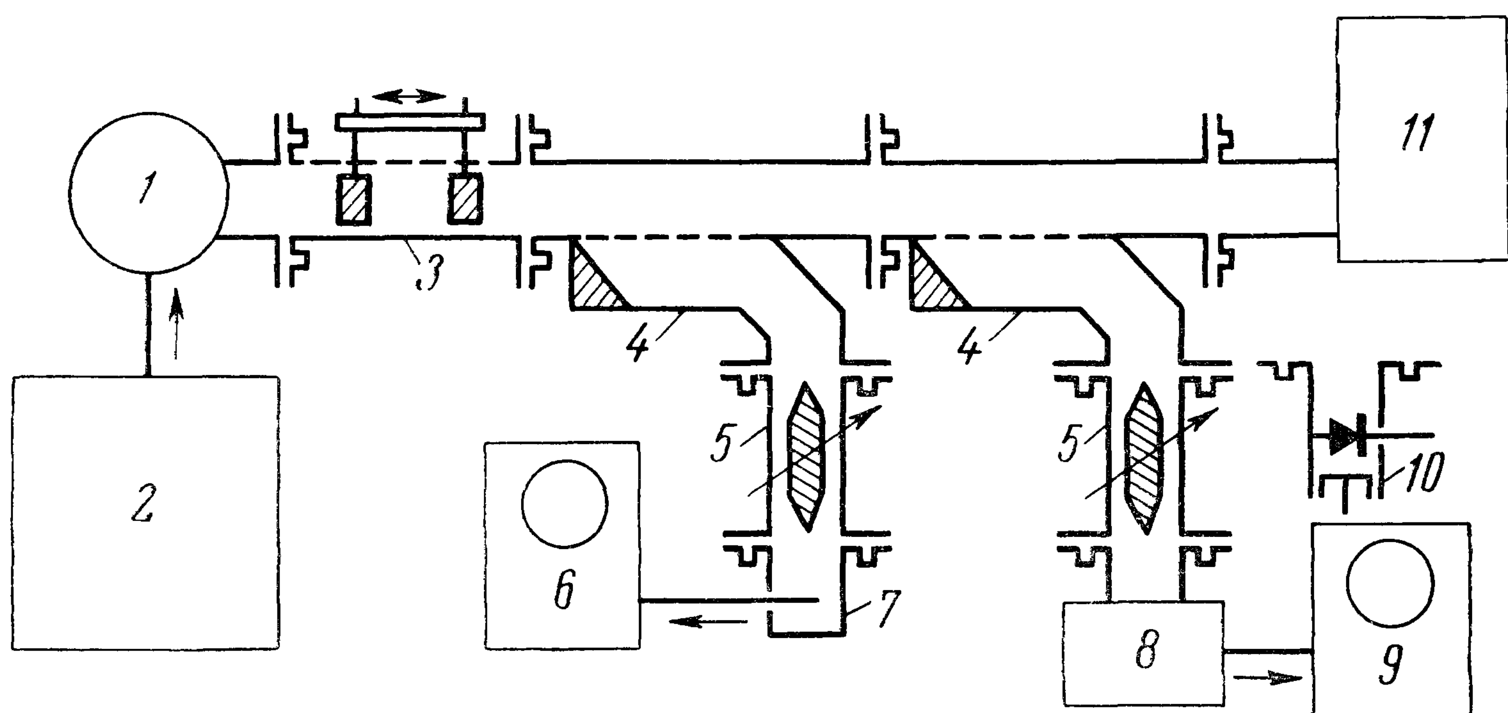


Рис. 12.3. Блок-схема волноводной установки высокого уровня мощности для снятия характеристик импульсного магнетрона:
1 — исследуемый магнетрон, *2* — импульсный модулятор, *3* — рассогласователь; *4* — направленный ответвитель; *5* — регулируемый ослабитель малой мощности, *6* — спектроанализатор; *7* — коаксиально-волноводный переход, *8* — проходной резонансный волномер, *9* — импульсный осциллограф; *10* — детекторная головка, *11* — калориметрический измеритель мощности

кочастотный тракт этой установки образован стандартными прямоугольными волноводами, снабженными дроссельными фланцами. На конце высокочастотного тракта включена водяная согласованная нагрузка, входящая в состав калориметрического измерителя

мощности. Волномер и спектроанализатор, а также, в случае необходимости, термисторный мост, включены через направленные ответвители. Для контроля формы импульса и для индикации при измерении длины волны применяется импульсный осциллограф, на вход которого подается огибающая высокочастотного импульса с кристаллического детектора.

Таким образом, измерительные установки СВЧ содержат большое количество волноводных устройств, непосредственно связанных со вспомогательными низкочастотными электронными схемами. Следует иметь в виду, что на практике встречаются и значительно более сложные установки, например, установка для испытания СВЧ усилителей или резонансных разрядников. Детальное рассмотрение таких схем, однако, выходит за рамки данного учебника.

§ 12.2. ПЕРСПЕКТИВЫ РАЗВИТИЯ ПЕРЕДАЮЩИХ ЛИНИЙ И КОЛЕБАТЕЛЬНЫХ И ЗАМЕДЛЯЮЩИХ СИСТЕМ СВЕРХВЫСОКИХ ЧАСТОТ

Техника волноводов и полых резонаторов, а также замедляющих систем прочно вошла в практику и широко применяется на сверхвысоких частотах вплоть до миллиметрового диапазона волн. Помимо радиолокационных применений, волноводы и полые резонаторы используются в аппаратуре связи, телевидения и навигации. Все шире эта техника внедряется в научные исследования в областях радиоспектроскопии, атомной физики, радиоастрономии, медицины, биологии и др. Расширяется круг промышленных применений техники сверхвысоких частот. Особенно широкое применение полые резонаторы, замедляющие системы и волноводы находят в электронике сверхвысоких частот.

С переходом к наиболее коротким волнам начинают ощущаться недостатки «обычных» волноводов и «обычных» полых резонаторов. Пробивная прочность волноводов с укорочением волны падает, потери возрастают. Добротность полых резонаторов уменьшается, потери в резонаторах растут. Появляются трудности механического исполнения, так как размеры сечения волноводов и размеры полости резонаторов, пропорциональные длине волны, становятся весьма малыми. Такие же трудности возникают и при использовании замедляющих систем в нижней части миллиметрового диапазона волн. К этим затруднениям следует прибавить ограничения, связанные с рассеиванием мощности на резонаторных и замедляющих системах, используемых в электровакуумных приборах СВЧ.

Некоторые недостатки волноводов проявляются и в сантиметровом диапазоне волн, где, вообще говоря, применение волноводов является наиболее оправданным. В ряде случаев размеры

и вес волноводов ставят препятствия на пути создания малогабаритной аппаратуры. Рабочая полоса частот, пропускаемых волноводом, для некоторых применений оказывается недостаточно широкой. Ограниченность полосы частот приводит также к тому, что для перекрытия всего диапазона СВЧ требуется ряд стандартных сечений волноводов. Для каждого типа сечения необходимо создание полного комплекта дорогой испытательной аппаратуры — измерительных линий, волномеров, ослабителей, ответвителей, циркуляторов, нагрузок и т. д. Наконец, пробивная прочность волноводов оказывается иногда недостаточной даже в сантиметровом диапазоне волн в связи с резким повышением мощности, получаемой от генераторных и усилительных приборов СВЧ.

Работа по усовершенствованию волноводных систем в настоящее время не прекращается. Чрезвычайно важным направлением является миниатюризация и, в перспективе, микроминиатюризация всех узлов техники СВЧ. Некоторые успехи в этом направлении достигнуты с использованием полосковых линий. Тем не менее СВЧ аппаратура до сих пор остается самым «узким» местом в общем направлении миниатюризации радиоэлектронных устройств.

Большое внимание уделяется созданию новых волноводных цепей, в особенности многополюсных устройств, на базе существующих типов волноводов. Важное практическое значение имеют дальнейшие разработки невзаимных систем, использующих ферриты.

Наряду с этим продолжаются теоретические и экспериментальные поиски новых типов передающих линий СВЧ. На этом пути можно ожидать особенно больших успехов, если будут созданы новые синтетические диэлектрики, обладающие высокой диэлектрической постоянной при весьма малых высокочастотных потерях.

Большой интерес могло бы представлять использование полых металлических волноводов, поперечные размеры которых велики и допускают существование нескольких типов волн. Некоторые положительные результаты в этом направлении уже достигнуты в связи с разработкой круглых волноводов, возбуждаемых на волне типа H_{01}. Следует иметь в виду, однако, что проблема создания многоволновых волноводных трактов для радиотехнической аппаратуры и для высокочастотных систем электровакуумных приборов значительно сложнее, чем проблема волноводной линии связи. До сих пор этот вопрос не нашел полного практического разрешения.

В нижней части миллиметрового диапазона, и особенно в субмиллиметровом диапазоне волн, большие перспективы имеет применение открытых диэлектрических волноводов, а также использование квазиоптических и оптических принципов построения высокочастотных трактов и измерительной аппаратуры.

Взаимное проникновение техники СВЧ и оптической техники особенно усилилось за последние годы в связи с созданием оптических квантовых генераторов и усилителей (лазеров). Можно, однако, проследить родственность многих задач, решаемых в оптическом диапазоне и диапазоне СВЧ, даже на примерах «классических» оптических методов.

На рис. 12.4,*а,б* показано устройство «просветляющего» диэлектрического покрытия и многослойного диэлектрического зеркала. По своим функциям и принципу действия они совершенно аналогичны (соответственно) согласующим четвертьволновым трансформаторам и дроссельным короткозамыкающим поршням с четвертьволновыми скачками характеристического сопротивления (см. § 7.6, а и 8.2). Зеркала, состоящие из 15—30 и большего числа чередующихся слоев (рис. 12.4, *б*), обеспечивают чрезвычайно высокий коэффициент отражения — более 99,5% по мощности. Рабочая полоса частот таких зеркал может составлять около одной октавы.

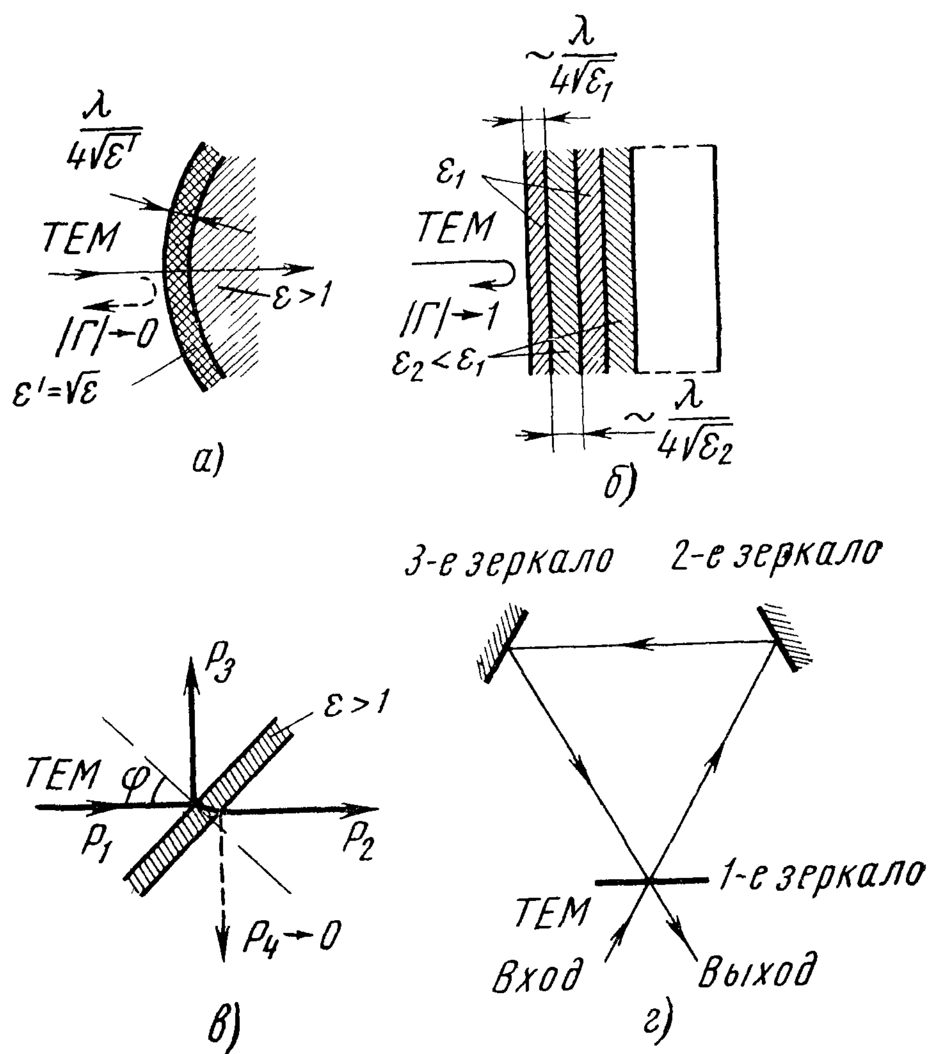


Рис. 12.4. К рассмотрению аналогии между оптическими устройствами и элементами техники СВЧ·

а — четвертьволновая «просветляющая» пленка на границе раздела воздух—стекло *б* — многослойное диэлектрическое интерференционное зеркало, *в* — полупрозрачное зеркало в качестве направленного ответвителя или моста, *г* — трехзеркальный резонатор бегущей волны

Простейшим аналогом направленного ответвителя может служить непоглощающая диэлектрическая пластина, нормаль к которой образует угол φ с падающим лучом волны типа ТЕМ (рис. 12.4, *в*). Отношение проходящей и отраженной мощностей P_2 и P_3 к мощности падающей волны P_1 является функцией угла φ. Величина φ, при которой отражение проходит через минимум, называется углом Брюстера*. При отношении $\frac{P_2}{P_1}=\frac{P_3}{P_1}=\frac{1}{2}$ рассматриваемое устройство оказывается совершенно аналогичным 3-децибельному СВЧ мосту. Возможно и другое применение лучерасщепляющей пластины, изображенной на рис. 12,4, *в*, — в качестве переменного аттенюатора. Величина ослабления, т. е. отношение $\frac{P_1}{P_2}$, может плавно регулироваться путем изменения угла φ.

Особенный интерес представляют оптические резонаторы типа интерферометра Фабри-Перо, образованные двумя диэлектрическими или металлическими зеркалами. Устройство таких резонаторов рассматривалось в

---

* Угол Брюстера соответствует полному внутреннему преломлению, т. е. отсутствию отражения от границы раздела двух диэлектриков при поляризации падающей волны в плоскости падения (вектор Е лежит в плоскости чертежа на рис. 12.4, *в*).

§ 10.7, б. На рис. 12.4, *г* изображен другой вариант открытого резонатора — трехзеркальный резонатор бегущей волны. Действие этого резонатора сходно с кольцевым резонатором, описанным в § 10.7,а. Степень связи треугольного резонатора с подводящими «линиями» (свободным пространством) определяется коэффициентами отражения и пропускания первого зеркала.

Одним из перспективных направлений развития оптических и квазиоптических систем является создание невзаимных устройств, аналогичных вентилям и циркуляторам СВЧ диапазона. Хотя эффект Фарадея был известен в оптике задолго до создания СВЧ устройств, применение его для указанных целей в оптическом диапазоне сейчас только начинается.

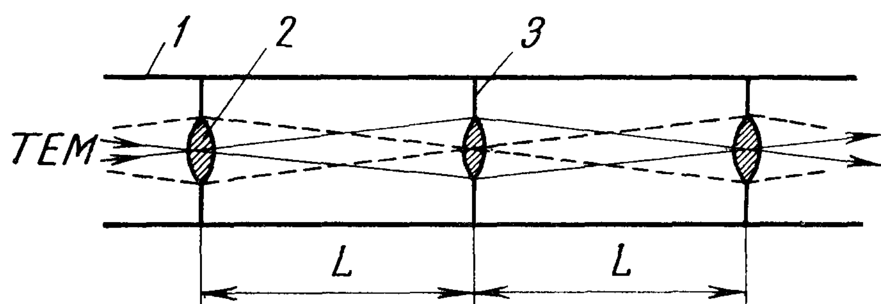


Рис. 12.5. Линзовый лучевой волновод

1 — наружная труба, 2 — линза, 3 — не прозрачный экран

Передающие линии, использующие квазиоптические принципы, могут иметь вид, показанный на рис. 12.5. Передача энергии в такой линии происходит в узком пучке на волне типа ТЕМ. Для устранения расширения пучка в линии на равных расстояниях расположены длиннофокусные диэлектрические линзы, играющие роль преобразователей фазы (фазовых корректоров). Расстояние L между линзами в случае конфокальной системы равно удвоенному фокусному расстоянию каждой линзы. Если отношение радиуса линзы к рабочей длине волны достаточно велико (порядка 100), то потери в таких линиях могут не превышать 1—2 *дб/км*.

Проблема высокодобротных колебательных систем для нижней части сантиметрового диапазона волн, а также для миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов частично решается путем использования молекулярных резонансов. Так, например, аммиак NH_3 имеет «инверсионный» спектр поглощения на волне длиной около 1,25 *см* (частота 23870 *Мгц*). На этой волне молекула аммиака ведет себя подобно резонатору с очень большой добротностью — порядка сотен тысяч и более в зависимости от давления. Атомы цезия и рубидия имеют СВЧ резонансы, лежащие соответственно в 3- и 4-*см* диапазонах волн (резонансные частоты 9162 и 6834 *Мгц*), и т. д. Существенно, что частоты молекулярных и атомных резонансов очень слабо зависят от внешних воздействий. Это свойство используется для создания абсолютных эталонов частоты и для стабилизации частоты генераторов СВЧ.

Другая возможность создания «необычных» колебательных систем для сверхвысоких частот заключается в использовании вибрационных свойств электронной плазмы. Давно известно, что плазма, имеющая концентрацию электронов N, обладает собственной круговой частотой колебаний, равной $\omega_0 = \sqrt{\frac{Ne^2}{m\varepsilon_0}}$. Выражая концентрацию в единицах на кубический сантиметр, можно получить собственную частоту плазмы в виде $\nu_0 \cong 9 \cdot 10^3 \sqrt{N}$. При обыч-

но встречающихся в разрядах на постоянном токе концентрациях N порядка $10^{10}-10^{14}$ *см*$^{-3}$ резонансные частоты плазмы простираются примерно от 10^9 до 10^{11} *гц*, т. е. перекрывают сантиметровый и миллиметровый диапазоны волн. Работы, ставящие целью техническое применение вибрационных свойств плазмы, до сих пор не вышли из стадии лабораторных исследований.

Большие перспективы имеет развитие замедляющих систем. С одной стороны, можно ожидать дальнейшего усовершенствования и создания новых конструкций периодических систем, которые при наличии требуемых дисперсионных характеристик обладают высоким сопротивлением связи и способны рассеивать большую мощность. С другой стороны, могут получить более широкое развитие диэлектрические замедляющие системы. Здесь, как и в случае передающих линий СВЧ, решение проблемы в значительной мере упирается в создание новых типов диэлектриков.

Роль своеобразной замедляющей системы может играть твердое тело, по которому распространяется продольная акустическая волна СВЧ диапазона (гиперзвук). Наконец, весьма продуктивным является рассмотрение электронных потоков и электронно-ионной плазмы как волноведущих систем с замедленными волнами пространственного заряда.

Вопросы техники сверхвысоких частот тесно переплетаются с проблемами генерирования и усиления колебаний. Появление новых направлений в технике СВЧ может в очень большой степени влиять на развитие всей современной сверхвысокочастотной электроники.

Приложение 1

Параметры некоторых стандартных высокочастотных кабелей

а. Коаксиальные кабели со сплошной полиэтиленовой изоляцией

Марка кабеля	Диаметры, *мм*			Волновое сопротивление, *ом*	Максимальная емкость, *пф/м*	Напряжение начала короны, *кв*	Максимальное затухание, *дб/м* на частотах	
	внутренний проводник	внешний по изоляции	по оболочке				200 *Мгц*	3000 *Мгц*
РК-50-4-11 (РК-129)	1,37	4,6	9,6	50	110	3	1,4	3,5
РК-50-9-11 (РК-106)	2,7	9,0	12,2	50	110	5	0,20	0,85
РК-75-4-11 (РК-101)	0,72	4,6	7,3	75	72	2,5	0,18	1,3
РК-75-7-12 (РК-120)	1,2	7,3	10,3	75	78	3	0,15	1,1
РК-75-9-13 (РК-103)	1,35	9,0	12,2	75	75	4,5	0,12	0,8
РК-100-7-11 (РК-102)	0,6	7,3	9,7	100	57	3	0,12	1,0

б. Коаксиальные кабели со сплошной теплостойкой изоляцией из политетрафторэтилена (фторопласта — 4)

Марка кабеля	Диаметры, *мм*			Волновое сопротивление, *ом*	Максимальная емкость, *пф/м*	Напряжение начала короны, *кв*	Максимальное затухание, *дб/м* на частотах	
	внутренний проводник	внешний по изоляции	по оболочке				200 *Игц*	3000 *Мгц*
РК-50-2-21 (РКТФ-19)	0,73	2,2	4,0	50	105	1,5	0,3	2,0
РК-50-4-21 (РКТФ-29)	1,54	4,6	7,0	50	106	3,2	$2{,}7\cdot10^{-4}$	1,1
РК-50-7-21 (РКТФ-47)	2,49	7,3	9,3	50	106	4	0,15	1,1
РК-50-11-21 (РКТФ-48)	3,57	11,0	13,0	50	106	6	0,12	0,9
РК-75-2-21	0,41	2,2	4,0	75	70	1,3	0,27	1,7
РК-75-4-21 (РКТФ-1)	0,85	4,6	6,4	75	70	2,5	0,18	1,3
РК-75-7-21 (РКТФ-3)	1,3	7,3	9,5	75	70	5	0,12	1,0
РК-100-7-21 (РКТФ-2)	0,74	7,3	9,5	100	50	3,1	0,15	1,1

Приложение 2

Таблица перехода от децибелов к отношениям напряжений и мощностей

дб	Отношение напряжений	Отношение мощностей	*дб*	Отношение напряжений	Отношение мощностей
0	1,000	1,000	6,0	1,995	3,981
0,2	1,028	1,047	7,0	2,239	5,012
0,4	1,047	1,096	8,0	2,512	6,310
0,6	1,072	1,148	9,0	2,818	7,913
0,8	1,096	1,202	10,0	3,162	10,000
1,0	1,122	1,259	12,0	3,981	15,85
2,0	1,259	1,585	14,0	5,012	25,12
3,0	1,413	1,995	16,0	6,310	39,81
4,0	1,585	2,512	18,0	7,943	63,10
5,0	1,778	3,162	20,0	10	100

Приложение 3

Свойства некоторых проводников, используемых в технике сверхвысоких частот

Материал	Удельная проводимость, $ом^{-1}\cdot м^{-1}$	Температурный коэффициент линейного расширения, $град^{-1}$	Температура плавления, град Ц
Серебро чистое . . .	$6{,}28\cdot 10^7$	$19{,}7\cdot 10^{-6}$	960,5
Медь отожженная .	$5{,}80\ 10^7$	$17{,}0\cdot 10^{-6}$	1083
Латунь			
Cu 90%	$2{,}52\cdot 10^7$	$18{,}5\cdot 10^{-6}$	900—960
Cu 60%	$1{,}65\cdot 10^7$		
Алюминий	$3{,}72\cdot 10^7$	$23{,}8\cdot 10^{-6}$	657
Золото чистое . . .	$4{,}10\cdot 10^7$	$14{,}2\cdot 10^{-6}$	1063,5
Платина	$9{,}97\cdot 10^6$	$8{,}84\cdot 10^{-6}$	1773
Олово	$6{,}54\cdot 10^6$	$22{,}0\cdot 10^{-6}$	232
Вольфрам	$1{,}81\cdot 10^7$	$4{,}3\cdot 10^{-6}$	3370
Никель	$1{,}28\cdot 10^7$	$13\cdot 10^{-6}$	1455
Нихром	$9{,}99\cdot 10^5$	$14\cdot 10^{-6}$	1380—1390
Инвар	$1{,}21\cdot 10^6$	$1{,}5\cdot 10^{-6}$	1460
Графит	$1{,}25\cdot 10^5$	$(5{,}5-74{,}5)\cdot 10^{-7}$	3572

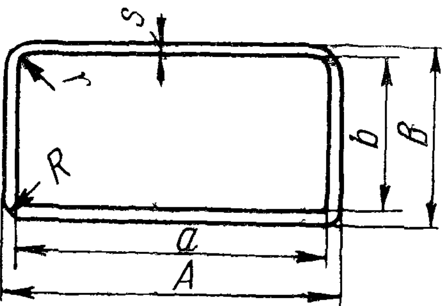
Приложение 4

Свойства некоторых диэлектриков на сверхвысоких частотах (при 20—25° С)

Диэлектрик	λ=30 *см*		λ=10 *см*		λ=3 *см*		λ=0,5 *мм*	
	ε	tgδ	ε	tgδ	ε	tgδ	ε	tgδ
Плексиглас	—	—	—	—	2,61	$8,4 \cdot 10^{-3}$	2,5	$4,7 \cdot 10^{-2}$
Полистирол	2,55	$0,45 \cdot 10^{-3}$	2,55	$0,5 \cdot 10^{-3}$	2,55	$0,70 \cdot 10^{-3}$	—	$5 \cdot 10^{-3}$
Кварц плавленый	3,80	—	3,80	$1,0 \cdot 10^{-4}$	3,80	$1,7 \cdot 10^{-4}$	3,64	$4 \cdot 10^{-3}$
Полиэтилен	2,28	$0,4 \cdot 10^{-3}$	2,26	$0,40 \cdot 10^{-3}$	2,26	$0,5 \cdot 10^{-3}$	—	—
Фторопласт-4	2,0	$2 \cdot 10^{-4}$	—	—	2,08	$3,7 \cdot 10^{-4}$	—	$2 \cdot 10^{-3}$
Керамика стеатитовая	5,5	$1,5 \cdot 10^{-3}$	5,2	—	5,2	$3 \cdot 10^{-3}$	—	—
Керамика форстеритовая	5,9	$5 \cdot 10^{-4}$	5,8	—	5,8	$10 \cdot 10^{-4}$	—	—
Окись бериллия	—	$2 \cdot 10^{-4}$	—	$3 \cdot 10^{-4}$	6,1	$5 \cdot 10^{-4}$	—	—
Сапфир	—	—	—	—	11	$0,26 \cdot 10^{-4}$		—
Стекло С49-2 (ЗС-5К)	—	—	—	—	5,2	$9 \cdot 10^{-3}$	5,3	0,122
Стекло С38-1 (ЗС-9)	—	—	—	—	4,2	$2,9 \cdot 10^{-3}$	—	—
Стекло С48-1 (ЗС-8)	—	—	—	—	4,9	$6,5 \cdot 10^{-3}$	—	—
Эбонит	—	—	—	—	2,67	$6 \cdot 10^{-3}$	2,82	$2 \cdot 26 \cdot 10^{-2}$
Слюда	5,40	$0,25 \cdot 10^{-3}$	5,40	$0,30 \cdot 10^{-3}$	5,40	$0,30 \cdot 10^{-3}$	—	—
Текстолит	—	—	—	—	3,67	$6 \cdot 10^{-2}$	—	—
Вода	—	—	74	0,11	59	0,46	—	—

Приложение 5

Стандартные волноводы прямоугольного сечения



1. Обыкновенные прямоугольные волноводы *

Тип волновода 153 IEC	Диапазон частот низшего типа волны, *Ггц*		Внутренние размеры сечения, *мм*				Толщина стенок, *мм*	Наружные размеры сечения, *мм*					Затухание, *дб/м*		
	от	до	*a*	*b*	допуск на размеры *a*,*b*(±)	$r_{макс}$		*A*	*B*	допуск на размеры *A*,*B*(±)	*R* мин	*R* макс	частота, *Ггц*	теоретическая величина затухания**	максимальная величина затухания
R 3	0,32	0,49	584,2	292,10	—	1,5	—	—	—	—	—	—	0,386	0,00078	0,0011
R 4	0,35	0,53	533,4	266,70	—	1,5	—	—	—	—	—	—	0,422	0,00090	0,0012
R 5	0,41	0,62	457,2	228,60	—	1,5	—	—	—	—	—	—	0,49	0,00113	0,0015
R 6	0,49	0,75	381,0	190,50	—	1,5	—	—	—	—	—	—	0,59	0,00149	0,002
R 8	0,64	0,98	292,10	146,05	—	1,5	—	—	—	—	—	—	0,77	0,00222	0,003
R 9	0,76	1,15	247,65	123,82	—	1,2	—	—	—	—	—	—	0,91	0,00284	0,004
R12	0,96	1,46	195,58	98,79	—	1,2	—	—	—	—	—	—	1,15	0,00405	0,005

Продолжение

Обыкновенные прямоугольные волноводы*

Тип волновода 153 IEC	Диапазон частот низшего типа волны, Ггц		Внутренние размеры сечения, мм				Толщина стенок, мм	Наружные размеры сечения, мм					Затухание, дб/м		
	от	до	a	b	допуск на размеры ab(±)	$r_{макс}$		A	B	допуск на размеры A, B (±)	R мин	R макс	частота, Ггц	теоретическая величина затухания**	максимальная величина затухания
R14	1,14	1,73	165,10	82,55	0,33	1,2	2,030	169,16	86,61	0,20	1	1,5	1,36	0,00522	0,007
R18	1,45	2,20	129,54	64,77	0,26	1,2	2,030	133,60	68,83	0,20	1	1,5	1,74	0,00749	0,010
R22	1,72	2,61	109,44	54,61	0,22	1,2	2,030	113,28	58,67	0,20	1	1,5	2,06	0,00970	0,013
R26	2,17	3,30	86,36	43,18	1,17	1,2	2,030	90,42	47,24	1,17	1	1,5	2,61	0,0138	0,018
R32	2,60	3,95	72,14	34,04	0,14	1,2	2,030	76,20	38,10	0,14	1	1,5	3,12	0,0189	0,025
R40	3,22	4,90	58,17	29,083	0,12	1,2	1,625	61,42	32,33	0,12	0,8	1,3	3,87	0,0249	0,032
R48	3,94	5,99	47,55	22,149	0,095	0,8	1,625	50,80	25,40	0,095	0,8	1,3	4,73	0,0355	0,046
R58	4,64	7,05	40,39	20,193	0,081	0,8	1,625	43,64	23,44	0,081	0,8	1,3	5,57	0,0431	0,056
R70	5,38	8,17	34,85	15,799	0,070	0,8	1,625	38,10	19,05	0,070	0,8	1,3	6,46	0,0576	0 075
R84	6,57	9,99	28,499	12,624	0,057	0,8	1,625	31,75	15,88	0,057	0,8	1,3	7,89	0,0794	0,103
R100	8,20	12,5	22,860	10,160	0,046	0,8	1,270	25,40	12,70	0,05	0,65	1,15	9,84	0,110	0,143

R120	9,84	15,0	19,050	9,525	0,038	0,8	1,270	21,59	12,06	0,05	0,65	1,15	11,8	0,133	—
R140	11,9	18,0	15,799	7,899	0,031	0,4	1,015	17,83	9,93	0,05	0,5	1,0	14,2	0,176	—
R180	14,5	22,0	12,954	6,477	0,026	0,4	1,015	14,99	8,51	0,05	0,5	1,0	17,4	0,238	—
R220	17,6	26,7	10,668	5,318	0,021	0,4	1,015	12,70	7,35	0,05	0,5	1,0	21,1	0,370	—
R260	21,7	33,0	8,636	4,318	0,020	0,4	1,015	10,67	6,35	0,05	0,5	1,0	26,1	0,435	—
R320	26,4	40,0	7,112	3,556	0,020	0,4	1,015	9,14	5,59	0,05	0,5	1,0	31,6	0,583	—
R400	32,9	50,1	5,690	2,845	0,020	0,3	1,015	7,72	4,88	0,05	0,5	1,0	39,5	0,815	—
R500	39,2	59,6	4,775	2,388	0,020	0,3	1,015	6,81	4,42	0,05	0,5	1,0	47,1	1,060	—
R620	49,8	75,8	3,759	1,880	0,020	0,2	1,015	5,79	3,91	0,05	0,5	1,0	59,9	1,52	—
R740	60,5	91,9	3,099	1,549	0,020	0,15	1,015	5,13	3,58	0,05	0,5	1,0	72,6	2,03	—
R900	73,8	112	2,540	1,270	0,020	0,15	1,015	4,57	3,30	0,05	0,5	1,0	88,6	2,74	—
R1200	92,2	140	2,032	1,016	0,020	0,15	1,015	4,06	3,05	0,05	0,5	1,0	111,0	3,82	—
R1400	114	173	1,651	0,826	—	—	—	—	—	—	—	—	136,3	5,21	—
*R*1800	145	220	1,295	0,648	—	—	—	—	—	—	—	—	174,0	7,50	—
*R*2200	172	261	1,092	0,546	—	—	—	—	—	—	—	—	206,0	9,70	—
*R*35	2,82	4,29	66,37	29,500	0,14	1,2	2,000	70,37	33,50	0,15	1	1,5	3,39	0,0223	0,029
*R*41	3,29	5,00	57,00	25,330	0,12	1,2	2,000	61,00	29,330	0,15	0,8	1,3	3,95	0,0280	0,035

2. Плоские прямоугольные волноводы *

Тип волновода 153 IEC	Диапазон частот низшего типа волны, *Ггц*		Внутренние размеры сечения, *мм*				Толщина стенок, *мм*	Наружные размеры сечения, *мм*					Затухание, *дб/м*		
	от	до	*a*	*b*	допуск на размеры *ab*(±)	$r_{макс}$		*A*	*B*	допуск на размеры *A*, *B* (±)	*R* мин	*R* макс	частота, *Ггц*	теоретическая величина затухания**	максимальная величина затухания
*F*22	1,72	2,61	109,22	13,100	0,11	1,2	2,030	113,28	17,16	0,22	1	1,5	2,06	0,03018	0,039
*F*26	2,17	3,30	86,36	10,400	0,086	1,2	2,030	90,42	14,46	0,17	1	1,5	2,21	0,04393	0,056
*F*32	2,60	3,95	72,14	8,600	0,072	1,2	2,030	76,20	12,66	0,14	1	1,5	3,12	0,05676	0,074
*F*40	3,22	4,90	58,17	7,000	0,058	1,2	1,625	61,42	10,25	0,12	0,8	1,3	3,87	0,07765	0,101
*F*48	3,94	5,99	47,55	5,700	0,048	0,8	1,625	50,80	8,95	0,095	0,8	1,3	4,73	0,10507	0,137
*F*58	4,64	7,05	40,39	5,000	0,040	0,8	1,625	43,64	8,25	0,081	0,8	1,3	5,57	0,13066	0,170
*F*70	5,38	8,17	34,85	5,000	0,035	0,8	1,625	38,10	8,25	0,070	0,8	1,3	6,46	0,1439	0,181
*F*84	6,57	9,99	28,499	5,000	0,028	0,8	1,625	31,75	8,25	0,057	0,8	1,3	7,89	0,1651	0,215
*F*100	8,20	12,5	22,860	5,000	0,023	0,8	1,270	25,40	7,54	0,046	0,65	1,15	9,84	0,1931	0,251
*F*45	3,68	5,60	50,80	16,942	0,06	0,8	1,58	53,96	20,102	0,15	0,08	1,3	4,32	0,04295	0,056

* **Из** Рекомендаций Международной электротехнической комиссии (МЭК), публикация 153—2. Размеры, указанные в **таблице, получены** в результате перехода от дюймовой системы к метрической.

** Теоретическая величина затухания соответствует медному волноводу при удельной проводимости стенок, **равной** $\sigma = 5{,}8 \cdot 10^7\ ом^{-1}\ м^{-1}$.

Матрицы рассеяния некоторых многополюсников, используемых в технике СВЧ *

1. Полностью симметричный (120-градусный) последовательный тройник:

$$[S]=\frac{1}{3}\begin{bmatrix}1 & 2 & 2\\ 2 & 1 & -2\\ 2 & -2 & 1\end{bmatrix}.$$

2. Последовательный тройник, согласованный со стороны плеча *3*:

$$[S]=\frac{1}{2}\begin{bmatrix}1 & 1 & \sqrt{2}\\ 1 & 1 & -\sqrt{2}\\ \sqrt{2} & -\sqrt{2} & 0\end{bmatrix}.$$

3. Кольцевой мост с последовательными тройниками (устройство и нумерацию плеч см. на рис. 8.48, *а*):

$$[S]=-\frac{j}{\sqrt{2}}\begin{bmatrix}0 & 0 & 1 & 1\\ 0 & 0 & 1 & -1\\ 1 & 1 & 0 & 0\\ 1 & -1 & 0 & 0\end{bmatrix}.$$

4. Мост с короткой щелью в общей узкой стенке (устройство и нумерацию плеч см. на рис. 8.48, *б*):

$$[S]=\frac{1}{\sqrt{2}}\begin{bmatrix}0 & 0 & j & 1\\ 0 & 0 & 1 & j\\ j & 1 & 0 & 0\\ 1 & j & 0 & 0\end{bmatrix}.$$

5. Идеальный направленный ответвитель (нумерацию плеч см. на рис. 8.37,*а*):

$$[S]=\begin{bmatrix}0 & \sqrt{1-k^2} & 0 & jk\\ \sqrt{1-k^2} & 0 & jk & 0\\ 0 & jk & 0 & \sqrt{1-k^2}\\ jk & 0 & \sqrt{1-k^2} & 0\end{bmatrix}.$$

Здесь величина k связана с переходным ослаблением соотношением

$$L_{\text{перех}}=20\lg\frac{1}{k}\ \text{дб}.$$

* Матрицы рассеяния для случаев параллельного симметричного и согласованного тройников, а также для двойного тройника приведены в § 7.8.

6. Идеальный однонаправленный ослабитель (вентиль), не имеющий потерь при передаче энергии из плеча *1* в плечо *2*:

$$[S] = \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 1 & 0 \end{bmatrix}.$$

7. Идеальный трехплечий циркулятор (нумерацию плеч см. на рис. 8.56):

$$[S] = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \end{bmatrix}$$

8. Идеальный четырехплечий циркулятор (нумерацию плеч см. на рис. 8.52):

$$[S] = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \end{bmatrix}$$

9. Отрезок однородной линии без потерь с электрической длиной $\theta = \frac{2\pi l}{\lambda_в}$ или согласованный взаимный фазосдвигатель со сдвигом фаз θ

$$[S] = e^{-j\theta} \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{bmatrix}$$

10. Согласованный невзаимный фазосдвигатель, обеспечивающий сдвиг фаз из плеча *1* в плечо *2* на $\Delta\theta$ более, чем в противоположном направлении:

$$[S] = e^{-j\theta} \begin{bmatrix} 0 & e^{-j\Delta\theta} \\ 1 & 0 \end{bmatrix}.$$

11. Шунтирующая комплексная проводимость Y (отн. ед.), включенная в однородную линию:

$$[S] = \begin{bmatrix} -\frac{Y}{2+Y} & \frac{2}{2+Y} \\ \frac{2}{2+Y} & -\frac{Y}{2+Y} \end{bmatrix}.$$

ЛИТЕРАТУРА

1. Поливанов К. М., Теоретические основы электротехники, ч. 1, изд. «Энергия», 1965.

2. Жуховицкий Б. Я., Негневицкий И. Б., Теоретические основы электротехники, ч. 2, изд. «Энергия», 1965.

3. Поливанов К. М., Теоретические основы электротехники, ч. 3, изд «Энергия», 1969.

4. Гоноровский И. С., Радиотехнические цепи и сигналы, изд. «Советское радио», 1966, 1967.

5. Федоров Н. Н, Основы электродинамики, изд. «Высшая школа», 1965.

6. Сайбель А. Г., Основы радиолокации, изд. «Советское радио», 1961.

7 Ефимов И. Е., Радиочастотные линии передачи, изд. «Советское радио», 1964.

8. Фельдштейн А. Л., Явич Л. Р., Синтез четырехполюсников и восьмиполюсников на СВЧ, изд. «Связь», 1965.

9. Фельдштейн А. Л., Явич Л. Р., Смирнов В. П., Справочник по элементам волноводной техники, изд. «Советское радио», 1967.

10. Микаэлян А. Л., Теория и применение ферритов на сверхвысоких частотах, Госэнергоиздат, 1963.

11. Тараненко З. И., Трохименко Я. К., Замедляющие системы, изд. «Техника», 1965.

12. Силин Р. А., Сазонов В. П., Замедляющие системы, изд. «Советское радио», 1966.

13. Мирский Г. Я., Радиоэлектронные измерения, Госэнергоиздат, 1963.

14. Слуцкая В. В., Тонкие пленки в технике сверхвысоких частот, Госэнергоиздат, 1962.

15. Брянский Л. Н., Согласование волноводных трактов, Стандартгиз, 1965.

16. Файн В. М., Ханин Я. И., Квантовая радиофизика, изд. «Советское радио», 1965.

17. Вайнштейн Л. А., Открытые резонаторы и открытые волноводы, изд. «Советское радио», 1966.

18. Каценеленбаум Б. З., Высокочастотная электродинамика, изд. «Наука», 1966.

19. Коваленко В. Ф. Введение в электронику сверхвысоких частот, изд. «Советское радио», 1955.

20. Вайнштейн Л. А., Электромагнитные волны, изд. «Советское радио», 1957.

21. Волноводные линии передачи с малыми потерями (Сборник статей под ред. Штейншлейгера В. Б.), изд. иностранной литературы, 1960.

22. Вайсфлох А., Теория цепей и техника измерений в дециметровом и сантиметровом диапазонах (перевод с нем. под ред. Силаева М А.). изд. «Советское радио», 1961.

23. Стрэттон Дж. А., Теория электромагнетизма, Гостехиздат, 1948.
24. Левин Л., Современная теория волноводов (перевод с англ.), изд. иностранной литературы, 1954.
25. Антенные переключатели (перевод с англ. под ред. Перец Р. И.), изд. «Советское радио», 1950.
26. Линии передачи сантиметровых волн (перевод с англ. под ред. Ремез Г. А.), изд. «Советское радио», 1951.
27. Теория линий передачи сверхвысоких частот (перевод с англ. под ред. Шпунтова А. И.), изд. «Советское радио», 1951.
28. Справочник по волноводам (перевод с англ. под ред. Фельда Я. Н.), изд. «Советское радио», 1952.
29. Альтман Дж. Л., Устройства сверхвысоких частот (перевод с англ. под ред. Лебедева И. В.), изд. «Мир», 1968.
30. Ковалев И С., Теория и расчет полосковых волноводов, изд. «Наука и техника», 1967.
31. Левин М. Л. и Рытов С. М., Теория равновесных тепловых флуктуаций в электродинамике, изд. «Наука», 1967.
32. Сушкевич В. И., Нерегулярные линейные волноводные системы. Введение в анализ линейных цепей СВЧ, изд. «Советское радио», 1967.
33. Егоров Ю. В., Частично заполненные прямоугольные волноводы, изд. «Советское радио», 1967.

АЛФАВИТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

А

Абсолютная градуировка ослабителя 135, 251
Абсолютное измерение длины волны 334
— — мощности 248, 270
Абсорбер 150, 245
Абсорбционная схема волномера 332
Активная проводимость полого резонатора 300, 304, 362
Антенный переключатель 170, 285, 289, 294, 416
Аттенюатор 133, 217, 248

Б

Балансный антенный переключатель 234, 289
Ближняя зона 99, 140, 151, 180

В

Вариация поля в волноводе 16, 62, 65, 84, 86
Векторная диаграмма тока и напряжения в передающей линии 183, 195
Вентиль ферритовый 257, 260, 293
Вид колебаний полого резонатора 310, 356, 369
Внешняя добротность полого резонатора 312, 317, 364
Вносимые потери 318, 366
Возбуждение волновода 95
— замедляющей системы 407
— полого резонатора 356
Волна обратная 387, 389, 403
— отраженная 139, 181, 293
— падающая 139, 181, 231, 293
— прямая 387
Волна смешанная (гибридная) 44, 129
— стоячая 184, 186, 229
— типа TE (типа H) 42, 55, 63, 86, 142
— —TEM 42, 89, 128, 141, 144, 355
— —TM (типа E) 42, 51, 81, 142, 376, 398
Волновод диэлектрический 129, 420
— запредельный 132, 249
— металло-диэлектрический 131
— полый круглого сечения 78, 121, 125, 405
— прямоугольного сечения 15, 49, 122, 144, 163, 235
— ребристый 126
Волноводный изгиб, излом 137, 178
— мост 175, 233, 285, 291
— тройник 163, 232
— фильтр 296
Волновое сопротивление передающей линии 144, 148
— число 26, 28
— уравнение 22, 80
Вращение плоскости поляризации волны 122, 260, 292
Входное сопротивление линии 16, 156, 185, 196, 203, 207
Вывод энергии 95, 119, 128, 161, 170, 215, 221, 238, 295, 359
Вырождение видов колебаний в полых резонаторах 311, 348
— типов волн в волноводах 74, 84, 87, 121
Высокочастотный разряд 105, 162, 172
Высшие типы волн в волноводе 44, 125
— — — — — коаксиальной линии 89, 236, 348

Г

Гиратор 290
Градуировка детектора в измерительной линии 189
Граничные условия 50, 52, 78
Гребенка 376, 398
Групповая скорость 38, 380

Д

Дальняя зона 99, 140, 179
Двойной волноводный тройник 174, 233, 285, 291, 296
Делитель мощности 170
Детекторная головка 189, 262
Децибел 109, 425
Диафрагма в волноводе 151, 202, 223, 405
Диполь магнитный, электрический 95, 278
Дисперсия 31, 36, 142, 384, 394, 400
— аномальная 33, 379
— нормальная 33, 396
— отрицательная (обратная) 34, 379, 387
— положительная (прямая) 34, 40
Диэлектрический волновод 129
Диэлектрическое наполнение волновода 117, 156
Длина волны в волноводе 27, 30, 185
— — — замедляющей системе 378, 410
— — — свободном пространстве 27
Добротность полого резонатора 300, 306, 314
Дроссельный поршень 241
— фланец 236

Е

Емкостная диафрагма 153
Емкостный способ настройки полого резонатора 330, 352

З

Замедляющая система 120, 370
— — типа встречных штырей 402
Запредельный волновод 132, 251
Затухание волны 13, 27, 32, 109, 214
Зеркало диэлектрическое 421
Зонд 187, 192, 252, 271, 274, 282

И

Измерение длины волны 332, 359
— коэффициента стоячей волны 187, 192, 272, 283
— мощности 212, 262, 281
— параметров замедляющих систем 410
— — полых резонаторов 360
— полных сопротивлений и проводимостей 175, 204
Измерительная линия 187, 271
—установка высокого уровня мощности 418
— — низкого уровня мощности 361, 417
Индуктивная диафрагма 153, 340
Индуктивный способ настройки полого резонатора 330, 352
Интерференция в передающих линиях СВЧ 165, 275, 289, 299

К

Калориметрический измеритель мощности 246
Квадратичный детектор 191, 262
Квазиоптические свойства 10
— устройства 131, 355, 420
Коаксиальная линия 13, 89, 218
Коаксиально-волноводный переход 97, 168, 294
Коаксиальный кабель 14, 424
— разъем 238
Кольцевой волноводный мост 286
— резонатор 353, 406
Комплексная диэлектрическая проницаемость 22
— магнитная проницаемость 257
Компрессирование волноводного тракта 106
Конический переход 98, 178
Конфокальный резонатор 356
Короткое замыкание волновода 149, 205, 240
Короткозамкнутый шлейф 16, 149, 170, 208, 221, 223
Короткозамыкающий поршень 149, 168, 240, 412
Коэффициент бегущей волны 187
— замедления волны, 370, 379
— отражения 182

Коэффициент полезного действия передающей линии 113, 217
— — — резонатора 314, 318
— стоячей волны 186, 199, 202, 208, 227, 272
Критерий существования дисперсии 36
Критическая длина волны 18, 30, 32, 47, 73, 117, 127, 129, 338
— — — волновода, заполненного диэлектриком 117
— — — высших типов волн в коаксиальной линии 91
— — — круглого волновода 83, 87
— — — прямоугольного волновода 73
— частота 31, 33, 76
Круговая диаграмма полных сопротивлений и проводимостей в полярной системе координат 194, 220, 222
— — — — — — — — прямоугольной системе координат 200
— поляризация 255, 258

Л

Ленточная линия 128, 143
Линейная поляризация волны 121, 258, 260
Лучевой волновод 422

М

Матрица рассеяния 230, 431
Метод возмущений 411
— S-кривых 193, 412
Механическая перестройка полого резонатора 326, 330, 347, 351
Многоволновый волновод 125, 420

Н

Нагруженная добротность полого резонатора 312, 320, 357, 363
Направленность направленного ответвителя 277
Направленный ответвитель 273, 281, 287, 354
Направленный ответвитель с полной связью 281, 285, 408
Напряженность поля в волноводе 100
Невзаимный ослабитель 254
— фазосдвигатель 290
Неоднородность в волноводе 137, 145, 151, 156, 163, 176
Низший вид колебаний в полом резонаторе 311, 347
— тип волны в волноводе 44, 74, 87, 121
Ножевой ослабитель 250

О

Обратная дисперсия 34, 379
Однонаправленный ослабитель 257
— фазосдвигатель 290
Однородная передающая линия 20, 373
Оконечное включение полого резонатора 359
Октава 123, 124
Ослабитель поглощающий 217, 250, 284, 407
— предельный (запредельный) 133, 251
Основная волна в замедляющей системе 387, 392, 403
— — — коаксиальной линии 42
Осциллографическое измерение параметров полого резонатора 364
Ответвительный антенный переключатель 172
Открытый резонатор 355, 421
Отсечка волны 33, 75, 88, 117, 132

П

Параллельное включение полого резонатора 359
Парциальные волны 44, 129
Переходное ослабление направленного ответвителя 276
Периодическая замедляющая система 385
Плоскость поляризации волны 44, 64, 121
— эквивалентного представления резонатора 310
Поверхностная волна 130, 377
— плотность тока 68, 143

Игорь Всеволодович Лебедев

ТЕХНИКА И ПРИБОРЫ СВЧ

Редактор *Полетаева Т. Г.*
Переплет художника *Яковлева А. Т.*
Художественный редактор *Скворцова Т. М.*
Технические редакторы *Кочетова А. С., Бумагина В. Г.*
Корректор *Самофатова Р. И.*

Т-00687. Сдано в набор 14/XII 1968 г. Подписано к печати 15/XII 1969 г.
Формат бумаги $60\times90^{1}/_{16}$ Объем 27,5 печ л.+вкл. 0,16 печ. л. 25,58 уч.-изд л.
Изд. № ЭР-52. Тираж 35000. Заказ 5781. Цена 1 р. 09 к.

БЗ $^{34}/_{19}$ от 15/V 1969 г.

Москва, К-51, Неглинная ул., 29/14,
Издательство «Высшая школа»

Типография им. Анохина Управления по печати при Совете Министров
Карельской АССР
г. Петрозаводск, ул. «Правды», 4